

# Copyright ©

---

Es gilt deutsches Urheberrecht.

Das Werk bzw. der Inhalt darf zum eigenen Gebrauch kostenfrei heruntergeladen, konsumiert, gespeichert oder ausgedruckt, aber nicht im Internet bereitgestellt oder an Außenstehende weitergegeben werden ohne die schriftliche Einwilligung des Urheberrechtsinhabers. Es ist nicht gestattet, Kopien oder gedruckte Fassungen der freien Onlineversion zu veräußern.

German copyright law applies.

Copyright and Moral Rights for this thesis are retained by the author and/or other copyright owners. The work or content may be downloaded, consumed, stored or printed for your own use but it may not be distributed via the internet or passed on to external parties without the formal permission of the copyright holders. It is prohibited to take money for copies or printed versions of the free online version.

666 2945-1  
BERICHTE

05. März 1997

aus dem

## SONDERFORSCHUNGSBEREICH 313

VERÄNDERUNGEN DER UMWELT - DER NÖRDLICHE NORDATLANTIK



Nr. 66

### Sedimente in bodengebundenen Dichteströmungen - Numerische Fallstudien -

HERMANN FOHRMANN



**Nr. 66**

**Sedimente in bodengebundenen Dichteströmungen  
-Numerische Fallstudien-**

**Hermann Fohrmann**

Diese Arbeit wurde im November 1996 vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg als Dissertation angenommen.

Begutachtet wurde die Arbeit von Professor Dr. J.O. Backhaus und Professor Dr. J. Meincke.

## Kurzfassung

Trübes Wasser, in dem suspendierte Sedimentpartikel enthalten sind, ist schwerer als reines Wasser, in dem keine enthalten sind. Um die Auswirkungen dieses Sachverhalts auf bodengebundene Dichteströmungen zu untersuchen, wird in dieser Arbeit ein existierendes hydrostatisches 'reduced-gravity' Plume Modell mit einem *Eulerschen* Sediment Modell gekoppelt. Dieses gekoppelte Modell beinhaltet die Änderung der Dichte durch die suspendierten Partikel und ermöglicht die Simulation differentieller Erosion und Deposition von Sedimentpartikeln in Abhängigkeit von der lokalen Turbulenz der Strömung und der Sinkgeschwindigkeit der Partikel.

Idealisierte Fallstudien mit dem Modell belegen, daß partikelbeladene Dichteströmungen - *Turbidity Plumes* - Bodenwassermassen von den Schelfen, ageostrophisch dynamisch balanciert, schneller und tiefer in die angrenzenden Becken transportieren können als partikelfreie Dichteströmungen - *TS Plumes* -, die allein durch die über Temperatur und Salzgehalt erhöhte Dichte angetrieben werden. Modellergebnisse zeigen, daß *Turbidity Plumes* ein wichtiger Prozeß bei der Bildung und Erneuerung der Tiefenwassermassen des Arktischen Ozeans sein können. Die Dichte der Flüssigkeit eines *Turbidity Plumes* kann niedriger sein als die Dichte des umgebenden Wassers. In so einem Fall kann, wenn der *Turbidity Plume* genügend Partikel deponiert hat, Konvektion 'von unten' auftreten.

Wenn *Turbidity Plumes* über lange Zeiträume wiederholt in derselben Region auftreten, produzieren sie typische Akkumulationen von Sedimenten am Meeresboden. Das in dieser Arbeit vorgestellte Modell wird an einem Hochakkumulationsgebiet am Kontinentalsockel unterhalb des Kveitehola Tals nordwestlich der Bäreninsel validiert. Ergebnisse dieser realen Simulation zeigen, daß *Turbidity Plumes* ein sich selbst vorkonditionierender Prozeß sein können. Ein geringer energetischer *Turbidity Plume* kann Sedimente dort deponieren, wo ein höher energetischer *Plume* sie erodieren kann.

Die mögliche Tiefenwasserproduktion durch *Turbidity Plumes* im Arktischen Ozean wird auf mehr als 0.1 Sv abgeschätzt. Abschließend wird der limitierende Faktor der Sedimentverfügbarkeit und die Rolle von *Turbidity Plumes* in früheren Klimaperioden diskutiert.

## Abstract

Turbid water that contains suspended particles is more dense than pure water. To investigate the impact of this effect an existing hydrostatic reduced-gravity plume model was coupled with an eulerian sediment model. The coupled model considers influence of suspended sediment particles on the buoyancy of a plume and allows the simulation of differential erosion and deposition of sediment particles as function of local turbulence and settling velocities.

Simulations with the model reveal that sediment-laden plumes - *turbidity plumes* - are able to inject shelf water masses into the deep layers of an adjacent ocean basin in ageostrophic dynamical balance and hence more rapidly than classical 'seawater'-plumes - *TS plumes* - which are solely driven by surplus density of the water masses. Model results suggest that turbidity plumes may constitute an important process in the formation and renewal of deep waters in the Arctic Ocean. In case a turbidity plume reaches its level of equilibrium density, deposition of suspended particles causes the density of the interstitial fluid to be lower than the density of the ambient fluid. This initiates upward convection within the water column.

Over longer time intervals recurring turbidity plumes can produce typical accumulations of sediment particles at the sea bed. Data from a high accumulation area at the continental rise off Kveitehola near Bear Island are used to validate the coupled model. The results demonstrate that turbidity plumes can be self-preconditioning, that is, less energetic turbidity plumes deposit their sediment load in areas where more energetic plumes erode.

The possible importance of turbidity plumes to Arctic Deep Water production will be estimated to more than 0.1 Sv. Finally, the limiting sediment availability and the role of turbidity plumes during earlier climates will be discussed.



## Symbole und Definitionen

$A_H$	$m^2 s^{-1}$	horizontaler Austauschkoeffizient
$A_{Hm}$	$m^2 s^{-1}$	horizontaler Massenaustauschkoeffizient
$C, C_{Pl i}$	$g l^{-1}$	Partikelkonzentration im Plume
$C_a, C_{amb i}$	$g l^{-1}$	Partikelkonzentration im umgebenden Wasser
$C_v$	-	Volumenkonzentration an Partikeln im Plume
$c_k$	$m s^{-1}$	Phasengeschwindigkeit interner Wellen
$c_g$	$m s^{-1}$	Gruppengeschwindigkeit interner Wellen
$d_i$	$\mu m$	Partikeldurchmesser
$D_i$	$g l^{-1} s^{-1}$	Depositionsrate
$E_i$	$g l^{-1} s^{-1}$	Erosionsrate
$Fr$	-	Froudezahl
$f$	$s^{-1}$	Coriolisparameter
$g$	$m^2 s^{-1}$	Schwerebeschleunigung
$H$	$m$	Schichtdicke des Plumes
$H_s$	$m$	Sinkstrecke der Partikel innerhalb des Plumes
$N$	$s^{-1}$	Brunt Väisälä Frequenz
$P$	-	Wahrscheinlichkeitsfaktor
$p$	$dbar$	Druck
$r$	-	Bodenreibungskoeffizient
$Re, Re_i$	-	Reynoldszahl
$S$	PSU	Salzgehalt des Plumes
$S_a$	PSU	Salzgehalt des umgebenden Wassers
$T$	$^{\circ}C$	Temperatur des Plumes
$T_a$	$^{\circ}C$	Temperatur des umgebenden Wassers
$T_{bot}$	$kg m^{-1} s^{-2}$	Bodenschubspannung
$T_{int}$	$kg m^{-1} s^{-2}$	interne Schubspannung
$t$	$s$	Zeit
$t_{1.2}$	$s$	Zeitpunkte
$t_d$	$s$	Depositionsdauer
$\underline{u}$	$m s^{-1}$	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
$u^*$	$m s^{-1}$	mittlere kritische Strömungsgeschwindigkeit
$U, V$	$m^2 s^{-1}$	Transportkomponenten (x,y) im Plume
$u, v$	$m s^{-1}$	Geschwindigkeitskomponenten (x,y) im Plume
$u_a, v_a$	$m s^{-1}$	Geschwindigkeitskomponenten (x,y) im umgebenden Wasser
$u_r$	$m s^{-1}$	Reibungsgeschwindigkeit
$v^*$	$m s^{-1}$	kritische Bodenreibungsgeschwindigkeit

$w_e$	$m\ s^{-1}$	Entrainmentgeschwindigkeit für Umgebungswasser
$w_{si}$	$m\ s^{-1}$	Sinkgeschwindigkeit für Partikel
$x,y,z$	m	Raumkoordinaten
$\alpha$	°	Hangneigung
$\beta$	°	Winkel zwischen der Hauptströmung und Tiefenlinien
$\gamma$	-	empirische Konstante nach Prandtl
$\tau$	$N\ m^{-2}$	Bodenscherspannung
$\tau_i^*$	$N\ m^{-2}$	kritische Bodenscherspannung
$\lambda_k$	m	Wellenlänge interner Wellen
$\lambda_g$	m	Wellenlänge interner Wellengruppen
$\varpi$	$s^{-1}$	interne Frequenz
$\varpi_{m2}$	$s^{-2}$	Frequenz der internen M2 Gezeit
$\rho, \rho_m$	$kg\ m^{-3}$	Dichte des Plumes, des Turbidity Plumes
$\rho_a$	$kg\ m^{-3}$	Dichte des umgebenden Wassers
$\bar{\rho}$	$kg\ m^{-3}$	gemittelte Dichte $(\rho - \rho_a) \cdot 0.5$
$\rho_w$	$kg\ m^{-3}$	Dichte der kontinuierlichen Phase des Turbidity Plumes
$\sigma$	$kg\ m^{-3}$	Dichte der festen Phase des Turbidity Plumes
$\eta$	$g\ cm^{-1}\ s^{-1}$	dynamische Viskosität von Seewasser
$\nu$	$cm^2\ s^{-1}$	kinematische Viskosität von Seewasser
$\zeta$	m	Grenzflächentiefe
$\Delta t$	s	Zeitschritt
$\Delta x, \Delta y$	m	horizontale Gitterabstände

## Abkürzungen

BNL	Bottom Nepheloid Layer	Bodennahe Trübungszone
INL	Intermediate Nepheloid Layer	Zwischenwasser Trübungszone
EG	East Greenland Current	Ostgrönland Strom
ESW	East Spitsbergen Water	Ost Spitzbergen Wasser
WSC	West Spitsbergen Current	West Spitzbergen Strom
NAC	North Atlantic Current	Nordatlantischer Strom
NAW	North Atlantic Water	Nordatlantisches Wasser
NCC	Norwegian Coastal Current	Norwegischer Küstenstrom
NSDW	Norwegian Sea Deep Water	Tiefenwasser der norwegischen See
PW	Polar Water	Polares Wasser
PF	Polar Front	Polarfront
GIN See	Greenland Island Norwegian Sea	Grönländische, isländische, norwegische See
SPM	Suspended Particulate Matter	suspendiertes partikuläres Material



## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1 EINLEITUNG .....</b>	<b>1</b>
<b>2 THEORIE - IDEALISIERTE ANWENDUNG .....</b>	<b>5</b>
<b>2.1 Grundlagen .....</b>	<b>5</b>
2.1.1 Turbidity Plumes	5
2.1.2 Topographie	9
2.1.3 Ozeanographie	12
2.1.3.1 Hydrographie	12
2.1.3.2 Konvektion	15
<b>2.2 Das gekoppelte Modell.....</b>	<b>20</b>
2.2.1 Das hydrodynamische Modell	20
2.2.2 Das Sediment Modell	22
2.2.2.1 Die Volumendichte	22
2.2.2.2 Korngrößenfraktionen	23
2.2.2.3 Sinkgeschwindigkeiten	23
2.2.2.4 Partikeltransport	26
2.2.2.5 Die Bewegungsgleichung	33
<b>2.3 Idealisierte Fallstudien .....</b>	<b>34</b>
2.3.1 Ein Vergleich zwischen TS Plumes und Turbidity Plumes	35
2.3.2 Wassermassenformation	42
2.3.3 Sedimentpatchiness	46

<b>3 REALE ANWENDUNG DES MODELLS AUF DAS ‘KVEITEHOLA-SZENARIO’ .....</b>	<b>49</b>
<b>3.1 Sedimentologie.....</b>	<b>49</b>
3.1.1 Regionale Sedimentverteilung in der westlichen Barents See	50
3.1.2 Messungen	56
3.1.2.1 INL und BNL am Kveitehola	56
3.1.2.2 ‘Benthic-Storms’ nordwestlich der Bäreninsel	59
<b>3.2 Simulation des Kveitehola Ausstroms .....</b>	<b>63</b>
3.2.1 Durch das Kveitehola Tal	64
3.2.2 Am Kontinentalhang	71
3.2.3 Ausblick	79
<b>3.3 Erosion und Akkumulation durch interne Wellen? .....</b>	<b>80</b>
3.3.1 Hochakkumulation am Kontinentalhang vor Mittelnorwegen	80
3.3.2 Erosion durch interne Wellen	86
<b>4 DISKUSSION .....</b>	<b>91</b>
4.1 Tiefenwasserproduktion durch Turbidity Plumes - eine Abschätzung	91
4.2 Sedimentverfügbarkeit	92
4.3 ‘Palão’ - Turbidity Plumes	94
<b>5 ZUSAMMENFASSUNG.....</b>	<b>96</b>

## 1 Einleitung

Die tiefen Wassermassen im Weltozean sind in den meisten Regionen durch eine stabile thermische oder haline Sprungschicht von der Oberfläche und dadurch auch von der Atmosphäre entkoppelt. Die Erneuerung und Ventilation dieser Zwischen- und Tiefenwassermassen und damit auch die weltumspannende Zirkulation des 'Conveyor Belt' (**Broecker 1991**) wird neben Konvektion im offenen Ozean durch Konvektionsprozesse an den Kontinentalrändern angetrieben (**Gascard 1991, Rudels und Quadfasel 1991, Aagaard und Carmack 1994, Jones et al. 1995, Meincke und Rudels 1995**). Die dichten Bodenwassermassen, die dabei von den Schelfen in die tiefen Becken kaskadieren, sind daher schon seit einiger Zeit von ozeanographischem Interesse (**Killworth 1983, Aagaard 1989, Quadfasel et al. 1988, Backhaus 1995, Schauer 1995, Meincke und Rudels 1995a+b, Jungclaus et al. 1995, Backhaus et al. 1996**). Gute Startbedingungen für solche Bodenwasserkaskaden finden sich vor allem in den hohen Breiten, in denen es, bedingt durch die starken saisonalen klimatischen und hydrographischen Schwankungen, zum lawinenartigen Abfluß schwerer Bodenwassermassen kommen kann. Mit diesen Bodenwasserkaskaden kann auch suspendiertes partikuläres Material in die Tiefe transportiert werden (**Honjo et al. 1988**). Solche Prozesse sind kleinräumig, relativ selten und kurzfristig und daher messend schwer zu erfassen. Meßbar sind aber die ozeanographischen Rand- und Startbedingungen, die Topographie auf dem Weg in die Tiefe und das geologische Dokument als integrales Ergebnis vieler sich ähnelnder Transportereignisse (**Blaume 1992, Rumohr 1996**). Hohe Akkumulationen der transportierten Partikel am Meeresboden, die durch Im- und Export über lange Zeiträume geschaffen wurden, liefern Hinweise auf Vorkommen, Qualität und Quantität der sie produzierenden Prozesse.

Die Bodenwasserkaskaden sind aber nicht nur als Transportvehikel für Oberflächensedimente interessant - sondern auch umgekehrt! Das heißt, Sedimentpartikel können Wassermassen in die Tiefe transportieren. Trübungsströme besitzen durch das suspendierte partikuläre Material eine höhere Dichte als die pure Flüssigkeit (**Prandtl et al. 1990**). Isolierte Wasserkörper, die sich durch ihre Dichte vom umgebenden Wasserkörper unterscheiden, werden Plumes genannt. Im folgenden werden zwei verschiedene Gruppen von Trübungströmen besprochen. In Anlehnung an die Nomenklatur für Schneelawinen können '*Turbidity Currents*' mit Fließlawinen und '*Turbidity Plumes*' mit Schneestaublawinen verglichen werden. In beiden Fällen ist mit der Dichtezunahme durch die suspendierten Partikel

eine Reduktion des Auftriebs verbunden (**Allen 1994**). Turbidity Currents, die weit in die Tiefsee-Ebenen der Ozeane vordringen können, sind das klassische Beispiel für Trübungsströme im Meer (**Dietrich et al. 1975**). Weitere Beispiele für Trübungsströme sind Abflüsse von sedimentführenden Flüssen oder Gletschern als Oberflächenplumes (**Pfirman 1985**) oder Unterströme in Ozeanen oder in Seen (**Hsü 1989**), Staub- oder Sandstürme in den Wüsten (**Sparks et al. 1991**), pyroklastische Ströme durch explosive Eruptionen terrestrischer Vulkane (**Carey et al. 1988**), Entladungen schwarzer Raucher am Meeresboden (**Edmonds et al. 1979**) und Schnee- oder Schneestaublawinen (**Hermann 1994**). Im Ozean führen solche Ströme charakteristische Temperaturen und Salzgehalte aus ihren Herkunftsgebieten, unterwegs mit dem Signal der Umgebung vermischt, in die Tiefe (**Quadfasel et al. 1990**). Sie können so an der Tiefenwasserproduktion beteiligt sein und haben dabei eine besondere Bedeutung. Anders als bei partikelfreien 'TS Plumes', deren Dichte allein von Temperatur ( $T$ ) und Salzgehalt ( $S$ ) abhängt, kann die Dichte der Flüssigkeit zwischen den Partikeln geringer sein als die der umgebenden Flüssigkeit. In einem stabil geschichteten Ozean können Trübungsströme mit negativem Auftrieb wärmeres Wasser aus Regionen oberhalb der Thermokline in die tiefen Becken in der Nähe der Kontinentalränder transportieren. Genauso können in Flußdeltas generierte partikelreiche Unterströme Wasser enthalten, welches weniger salzhaltig als der Ozean ist (**Sparks et al. 1993**).

Turbidity Plumes können auch in tropischen Gewässern mit einer ganzjährigen Thermokline von Bedeutung sein. So wurde zum Beispiel in der Sulu See eine Erneuerung und Ventilation des Tiefenwassers beobachtet und einer Injektion eines vom Schelf stammenden Turbidity Plumes zugeschrieben (**Quadfasel et al. 1990**). Nach Deposition der suspendierten Sedimentfracht erhielt der Plume eine negative Dichteanomalie und löste aufwärtsgerichtete Konvektion aus. Dies erklärt, warum große Teile des Wasserkörpers stark mit Sauerstoff angereichert waren und TS Charakteristiken aufwiesen, die eine Beteiligung von Schelfwasser belegten. Dieser Befund wurde später durch Laborexperimente bestätigt (**Kerr 1991**).

Offensichtlich haben Sedimente (**Allen 1994**) eine wichtige Funktion bei der Slope Konvektion und der daraus resultierenden Wassermassenbildung.

Turbidity Plumes benötigen grundsätzlich keine Überschußdichte durch Abkühlung und Eintrag von Salzlaken bei der Eisbildung, was gegenwärtig der einzige allgemein akzeptierte Mechanismus ist, der Slope Konvektion im Arktischen Ozean auslösen kann (**Killworth 1983**,

**Aagaard et al. 1985**). Dort könnten Turbidity Plumes jedoch der entscheidende Prozeß sein, der es erlaubt, die tiefen Wassermassen unterhalb der starken arktischen Halokline zu erneuern. Aufgrund der wenigen Beobachtungen bleibt die quantitative Beteiligung von Turbidity Plumes an der Wassermassenbildung innerhalb des arktischen Ozeans eine offene Frage. Um mehr Einblick in die Bedeutung von Sedimenten für Slope Konvektion zu erlangen, wurde daher ein neues Modell entwickelt, welches in dieser Arbeit vorgestellt wird.

Im ersten Teil dieser Arbeit (Kap.2) werden sowohl Grundlagen, als auch das Modell und erste idealisierte Fallstudien vorgestellt. Verschiedene physikalische, topographische, hydrographische und prozessbezogene Grundlagen werden in Kapitel 2.1 erläutert. Um das Ziel dieser Arbeit, die Untersuchung der Bedeutung und Funktionsweise von Turbidity Plumes, zu verfolgen, wurde ein existierendes numerisches 'reduced-gravity' Modell für bodengebundene 'gravity' Plumes (**Junglaus und Backhaus 1994, Junglaus et al. 1995**) zu einem Modell erweitert, das die Dynamik und die Wassermassen innerhalb eines mit Sedimentpartikeln beladenen Plumes simuliert (**Fohrmann 1996, Fohrmann et al. einger.**). Dazu wurde ein Sedimenttransport Modell interaktiv an das Plume Modell gekoppelt. Es beinhaltet prognostische Gleichungen für verschiedene von der Korngröße abhängende Sedimentklassen. Dieses gekoppelte Modell wird in Kapitel 2.2 beschrieben. Mit idealisierten Fallstudien, die typische Bedingungen von arktischen Schelfen und Kontinentalrändern nachstellen, werden in Kapitel 2.3 die Unterschiede zwischen Turbidity Plumes und 'klassischen' Plumes, das heißt partikellosen, kalten und salzreichen Schelfbodenwasser Plumes (im folgenden 'TS Plumes' genannt), beschrieben.

Im zweiten Teil dieser Arbeit (Kap. 3) wird das Modell auf ein reales Szenario angewandt. Die sedimentologischen Befunde, die Grundlage für eine Simulation des realen Szenarios des Ausstroms aus dem Kveitehola Tals in der Nähe der Bäreninsel sind, werden in Kapitel 3.1 vorgestellt. Die Ergebnisse dieser Simulation werden in Kapitel 3.2 beschrieben. Ein Turbidity Plume, der seine partikuläre Fracht verliert, löst aufwärtsgerichtete Konvektion aus. Simulierte potentielle Regionen und Bedingungen dafür werden gezeigt. Die simulierten Ergebnisse werden mit den beobachteten Depositionsmustern aus einem Hochakkumulationsgebiet am Kontinentalfuß nordwestlich des Kveitehola Tals (**Blaume 1992, Rumohr und Blaume einger.**) verglichen. Diskrepanzen zwischen simulierter und beobachteter Korngrößenzusammensetzung können auf andere, die Oberflächensedimente

erodierende Prozesse zurückgeführt werden, die mit dem Modell nicht simuliert werden können. Daß und wie interne Wellen am oberen Kontinentalhang dazu beitragen können, wird in Kapitel 3.3 exemplarisch für den Kontinentalhang vor Mittelnorwegen dargestellt.

Am Ende dieser Arbeit werden in Kapitel 4 verschiedene Fragen, die sich aus den vorausgegangenen Untersuchungen ergeben haben, diskutiert und in Kapitel 5 werden die Ergebnisse zusammengefaßt.

## 2 Theorie - idealisierte Anwendung

### 2.1 Grundlagen

Im dem folgenden Kapitel werden die Grundlagen der Untersuchungen dieser Arbeit vorgestellt. In einzelne Abschnitte aufgeteilt sind dies: Eine physikalische Prozessbeschreibung von 'Turbidity Plumes' (Kap. 2.1.1), eine Beschreibung der allgemeinen Bathymetrie des Europäischen Nordmeeres mit dem Schwerpunkt auf der regionalen Topographie des Modellgebietes (Kap. 2.1.2) und drittens eine Beschreibung der ozeanographischen Rahmenbedingungen im Europäischen Nordmeer (Kap. 2.1.3.1.) und der ozeanographischen Prozesse, die an Konvektion beteiligt sind (Kap. 2.1.3.2).

#### 2.1.1 Turbidity Plumes

Trübeströmungen sind Dichteströmungen, die aus einem Gemisch aus Wasser und Partikeln bestehen. In Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit, Korngrößenverteilung und der Konzentration suspendierter Partikel ( $C$ ) können verschiedene Typen von Trübeströmungen auftreten (**Parker 1984**). Nach einer Klassifizierung von **Stow (1994)** reicht das Spektrum von Schlammströmen ('*debris flows*') mit sehr hohen Sedimentkonzentrationen ( $C > 500 \text{ g l}^{-1}$ ) bis zu bodennahen Konturströmungen mit extrem niedrigen Konzentrationen ( $C < 0.025 \text{ g l}^{-1}$ ). Dazwischen können sehr verschiedene Arten von Trübeströmungen vorkommen, die sich in zwei typische Gruppen aufteilen lassen. Das sind 'schwere' Turbidity Ströme mit Konzentrationen im Bereich von 50 bis  $250 \text{ g l}^{-1}$  und 'leichte' Turbidity Ströme (in dieser Arbeit 'Turbidity Plumes' genannt) mit Konzentrationen von 0.025 bis  $3.0 \text{ g l}^{-1}$  (Tabelle 1). Für Konzentrationen zwischen diesen Bereichen läßt sich der strömungsphysikalische Charakter der Strömungen nicht eindeutig klassifizieren.

Turbidity Plumes muß man sich ähnlich wie Staublawinen (**Hermann 1994**) vorstellen. Eine Schneestaublawine ist eigentlich eine Wolke, die einen Berg hinabgleitet. Ausgelöst werden diese durch Rutschungen der Schneedecke, die vergleichbar mit Schlammrutschungen am Meeresboden sind (**Rubino 1994, Jiang und LeBlond 1994**), und einer daraus entstehenden Fließlawine. Durch Luftturbulenzen wird Schnee aufgewirbelt und fein zerstäubt.



Dadurch entstehen weitere Turbulenzen, die immer mehr Schnee und Luft aus der Umgebung in die Schneewolke hineinziehen (Entrainment). Die Geschwindigkeit wächst, und in einer Art Kettenreaktion wird die Lawine immer größer. Diese bildliche Darstellung beschreibt die Dynamik von Turbidity Plumes sehr anschaulich.

**Tabelle 1:** Suspension mit unterschiedlichen Partikelkonzentrationen und ihre Dichtezunahme. Die Partikeldichte entspricht Quarz ( $2651 \text{ kg m}^{-3}$ ). Links sind verschiedene typische Charakteristiken von Trübestömen spezifiziert, wie von Stow (1994) definiert.

Charakter des Trübestroms nach Stow (1994)	Partikelkonzentration ( $\text{kg m}^{-3}$ )	Dichtezunahme ( $\text{kg m}^{-3}$ )	äquivalente Salzgehalts- differenz (PSU)
Hintergrundkonzentration	$0.001^1$	0.0000614	0.00076
Hintergrund - geringe Dichte	$0.025^2$	<b>0.00153</b>	<b>0.019</b>
geringe Dichte	$1.0^{2,3}$	<b>0.6135</b>	<b>0.76</b>
geringe Dichte	3.0	1.8405	2.28
hohe Dichte	$50.0^{4,5}$	30.675	38.0
hohe Dichte - Schlammstrom	$250.0^5$	153.375	180.0

**Zu Tabelle 1:** Beispiele für typische Partikelkonzentrationen (Seston Konzentration):

- (1) Kveitholaregion (5-10 m über Boden):  $1\text{-}6 \text{ mg l}^{-1}$  (Meteorreise 21-4); mittlerer Norwegischer Kontinentalhang (5-10 m über Boden):  $0.15\text{-}1.5 \text{ mg l}^{-1}$  (Poseidonreise 205); Skagerak (5-10 m über Boden):  $0.5\text{-}2.25 \text{ mg l}^{-1}$  (Poseidonreise 214); Hochakkumulation Bäreninsel: bis zu  $5 \text{ mg l}^{-1}$  (Thomsen 1993); Norwegische See Tiefenwasser: bei  $75^\circ\text{N}$  und  $79^\circ\text{N}$   $0.5\text{-}1 \text{ mg l}^{-1}$  (Peinert pers. Mitt.); 'North East Water Polynya': Zwischenwasser  $1\text{-}2 \text{ mg l}^{-1}$ , BBL  $2\text{-}3 \text{ mg l}^{-1}$  (Ritzrau in Druck); Kieler Bucht: um  $2 \text{ mg l}^{-1}$  an der Oberfläche (0-5 m) während der Phytoplankton-Blüte (Peinert pers. Mitt.), am Boden (7-300 cm above) im Winter  $2\text{-}5 \text{ mg l}^{-1}$  (Ritzrau und Graf 1992)
- (2) Schmelzwasser an der Oberfläche: 25 to  $500 \text{ mg l}^{-1}$  (Pfirman und Solheim 1989)
- (3) Amazonas Ausstrom: im Mittel  $200 \text{ mg l}^{-1}$  bis  $2 \text{ g l}^{-1}$  (Gibbs und Konwar 1986)
- (4) wird sichtbar; (5) plastische Flüße; kein Suspensionsfluß

Turbidity Plumes variieren in der Konzentration und Korngrößenzusammensetzung der suspendierten Sedimentpartikel, was zu unterschiedlichen energetischen Zuständen und damit zu unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten der Trübestömungen und zu typischen Formen und internen Strukturen der jeweiligen geologischen Dokumente führt (Hsü 1989). Schwere Turbidity Ströme (häufig mit einem stark erosiven Charakter) transportieren ein

breites Korngrößenspektrum (inklusive groben Sandes und Kiesel) mit hohen Geschwindigkeiten in die tiefen Becken und produzieren charakteristische Sequenzen im Sedimentkörper analog zum Bouma-Struktur-Schema für sandige Turbidite (**Bouma 1962**). Im Gegensatz dazu produzieren leichte Turbidity Plumes, bedingt durch ein limitiertes Korngrößenspektrum (Material in Größe von Schlick und Ton), monotone, strukturell nahezu homogene feinkörnige Turbidit Sequenzen (**Stow und Shanmugam 1980; Einsele 1992**) und führen zu schlammigen und teilweise geschichteten Sedimentkörpern.

Bodennahe Dichteströmungen können als Turbidity Plumes oder als TS Plumes vorkommen, dabei sind Turbidity Plumes sehr viel energetischer als TS Plumes. Vergleichsweise niedrige Konzentrationen von suspendierten Sedimentpartikeln können eine Zunahme in der Dichte verursachen, die groß gegenüber der Überschußdichte eines TS Plumes ist. Zum Beispiel führt die Volumenkonzentration von  $1 \text{ g l}^{-1}$  an suspendierten Quarz Partikeln zu einer Dichtezunahme von  $0.6 \text{ kg m}^{-3}$ . Dies entspricht einer Salzgehaltszunahme von 0.76 PSU (Tabelle 1 und Kap.2.2.2.1). Wenn die Neigung der Topographie groß genug ist, können Turbidity Plumes sehr viel schneller ( $0.5 - 1.0 \text{ m s}^{-1}$  oder mehr) sein als TS Plumes, und es kann, vorausgesetzt daß erodierbares Oberflächensediment vorhanden ist, Autosuspension auftreten. Autosuspension des Turbidity Plumes (oder Autoerosion der Sedimentoberfläche) ist ein sich selbstverstärkender Kreislauf aus Erosion, Erhöhung der Dichte (und damit der reduzierten Schwere), Beschleunigung, erneuter Erosion usw. (**Parker et al. 1986**). Sicherlich kann eine Intensivierung der Plumedynamik nicht über längere Zeit bestehen. Der Verlust an Partikelfracht auf ebenerer Topographie bremst den Plume sehr schnell ab (**Laval et al. 1988**).

In dieser Arbeit werden Turbidity Plumes den homogenen Zweiphasenströmungen zugeordnet, die aus einer kontinuierlichen Phase (Meerwasser) und einer dispersen Phase (partikuläres suspendiertes Sediment) bestehen (**Prandtl et al. 1942**). Wenn die Dichte der kontinuierlichen Phase geringer ist als die Dichte des Umgebungswassers, erfährt der Plume Auftrieb und löst ausgehend von der Intrusionstiefe des Plumes aufwärtsgerichtete Konvektion aus. Wie später gezeigt wird, hängt das Vorkommen so einer Instabilität sowohl von den Anfangsbedingungen (TS Charakteristik, Sedimentfracht), als auch von der Autosuspensionsrate und vom Transport von Umgebungswasser in den Plume ab (Entrainment). Letztere hängen wiederum, über den Grad der Turbulenz innerhalb des Plumes, von der Hangneigung ab.

Schwere Turbidity Ströme und leichte Turbidity Plumes sind schwierig zu beobachten. Erste Informationen über Turbidity Ströme wurden durch die Zerstörung von submarinen Kommunikationskabeln gewonnen (**Heezen und Ewing 1952, Menard 1964**) oder später durch die Verlagerung von akustischen Transpondern, die am Boden ausgelegt wurden (**Garfield et al. 1994**). Untersuchungen des Sedimentkörpers und der Wassermassenstruktur darüber (**Blaume 1992, Quadfasel et al. 1990**) haben erste Einblicke in die Natur der leichteren und weniger energetischen Turbidity Plumes geliefert. Die wenigen zur Verfügung stehenden Feldbeobachtungen waren der Grund für diverse Laborexperimente über diese Strömungen, von denen einige hier aufgelistet werden (**Carey et al. 1988, Laval et al. 1988, Kerr 1991**). Sparks et al. (1993), Garcia und Parker (1993), Bonnetaze et al. (1993, 1995) und Rimoldi et al. (1996) führten verschiedene Experimente über partikelbeladene dichte Bodenströmungen durch, die den Einfluß verschiedener Dichten der kontinuierlichen Phase und verschiedener Konzentrationen und Dichten der dispersen Phase untersuchen. Die Experimente demonstrieren, wie sich Trübestrome am Boden ausbreiten oder vom Boden abheben und sich an einer intermediären Grenzfläche in den Wasserkörper einschichten.

### 2.1.2 Topographie

Das Europäische Nordmeer (Abbildung 1) verbindet den nordöstlichen Atlantischen Ozean mit dem Arktischen Ozean. Begrenzt ist es im Westen durch Grönland, im Süden durch Island und im Osten durch Norwegen. Diese drei Nationen standen Pate für die Abkürzung GIN See - Grönländisch, Isländisch und Norwegische See. In erster Ordnung läßt sich die GIN See nach topographischen Merkmalen wie tiefe Becken, mittelozeanische Rückensysteme und kontinentale Schelfe gliedern. Diese Strukturen sind im wesentlichen ein Produkt aus Kontinentaldrift, Vergletscherung und Sedimentation (**Vogt 1986**). In der GIN See gibt es drei große und tiefe Becken. Das „Grönland Becken“ im Nordwesten, weiter südöstlich das „Lofoten Becken“ und im Süden das „Norwegische Becken“. Letztere werden gemeinsam auch als „Norwegische See“ bezeichnet. Getrennt werden diese relativ kleinen Tiefsee-Ebenen durch plattentektonischen Rückensysteme zwischen der eurasischen und der nordamerikanischen Platte. Diese submarinen Gebirgszüge sind der Mohns Rücken, der Knipovich Rücken oder die transversale Jan Mayen Bruchzone, die am Vøringplateau auf den europäischen Kontinent trifft.

Die Zugänge zum Atlantik im Süden sind die Dänemarkstraße, die Faroer Island Schwelle und die Faroer Shetland Schwelle. Zum Arktischen Ozean ist die Fram Straße zwischen Grönland und Spitzbergen die einzige tiefe (2500 m) Verbindung. Nach Osten hat die GIN See über die Barents See noch einen zweiten, sehr viel flacheren Anschluß an die Arktis. Die Barents See (Mittelpunkt bei 75° N und 30° E) ist eines der weltweit größten epikontinentalen Schelfmeere. Der im Mittel 250 m flache (**Elverhøi und Solheim 1983b**) Barents Schelf ist aufgrund der sehr abwechslungsreichen Topographie und der extrem gegensätzlichen Hydrographie (siehe Kapitel 2.1.3.1), bedingt durch die verschiedenen Wassermassen und die klimatische Lage, ein unter ozeanographischen, biologischen und geologischen Gesichtspunkten sehr interessantes Randmeer. Es ist teilweise von Landmassen umschlossen: Im Süden liegt das norwegische und das russische Festland, im Norden die Archipele von Svalbard und Franz Josef Land. Im Osten liegt die russische Insel Novaya Zemlya. Der Barents Schelf ist eiszeitlich geprägt. Während des letzten Glazials war er komplett eisbedeckt, wodurch die Morphologie des Meeresbodens beeinflusst wurde. Die zum Teil sehr flachen Bänke (bis 20 m auf der Spitzbergen Bank) sind von bis zu 500 m tiefen (Bäreninsel Trog) glazialen Trögen voneinander getrennt.

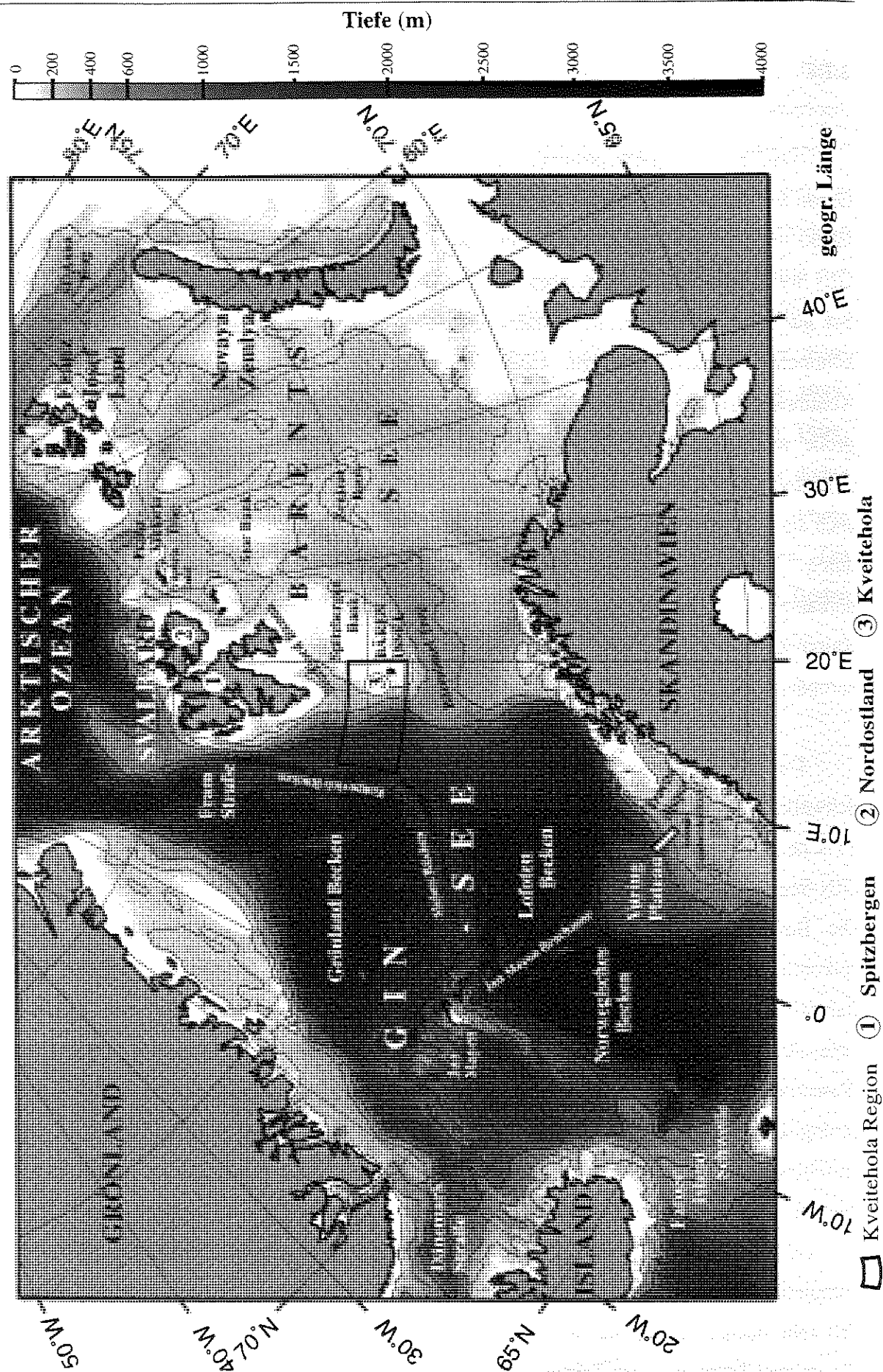
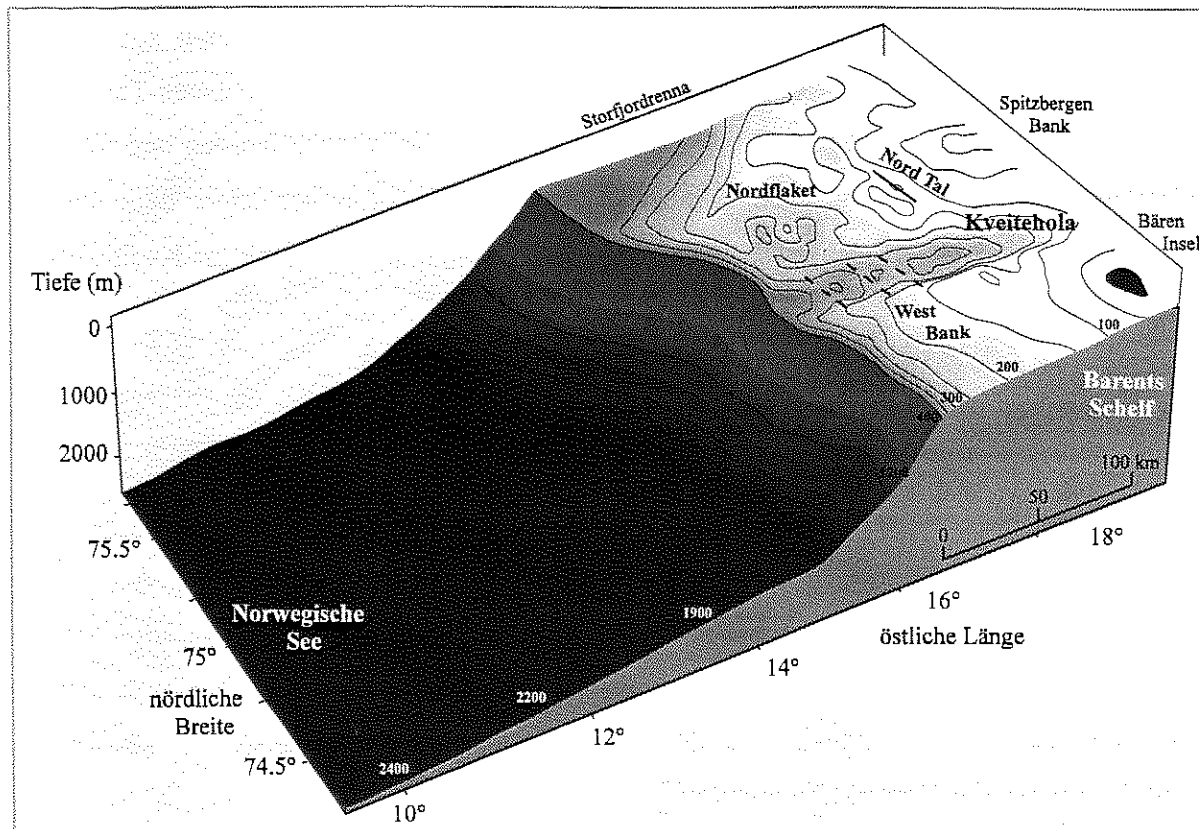


Abbildung 1: Topographie der Grönländisch, Isländisch, Norwegischen See (GIN See) und der Barents See.



**Abbildung 2:** Topographie des Kveitehola Tals und des vorgelagerten Kontinentalhanges. Die gestrichelten Linien markieren glaziale Moränen (Ohta 1982)

Diese großen Trogssysteme verlaufen nach Norden durch den St. Anna Trog oder den Franz Viktoria Trog in die Arktis. Die westlichen Abflußrinnen lassen sich in drei Abschnitte gliedern. Am südlichen Ende des westlichen Barents See Hanges liegt, mit einem großen vorgelagerten Sedimentfächer - dem Bäreninsel Fächer - der Bäreninsel Trog, der das größte Einzugsgebiet besitzt. Es reicht vom norwegisch-russischen Festland über die Zentral-, Stor- und Spitzbergen Bank bis an die Bäreninsel. Ganz im Norden liegt als zweitgrößtes die Storfjord Renna. Ihr Einzugsgebiet sind die Spitzbergen Bank und vor allem der Storfjord im Süden Spitzbergens. Zwischen diesen beiden großen Trogssystemen liegt am Kontinentalrand ein Bereich, in dem verschiedene kleinere Täler in den Kontinentalhang einmünden. Dominierend ist hier bei 75° N das Kveitehola Tal - ein eiszeitliches submarines Tal (Abbildung 2). Es erstreckt sich über 120 km in west-östlicher Richtung. Das Tal ist von Seitenmoränen eingefaßt und wird durch drei Moränen in einzelne Becken unterteilt (gestrichelte Linien in Abbildung 2, Ohta 1982). Die drei inneren Becken sind circa 350 m tief. Die Schwellen dazwischen haben Tiefen von circa 300 m. Nach Süden und Osten ist das Tal durch verschiedene einzelne Kanäle mit den umliegenden Bänken verbunden, die Teile der Spitzbergen Bank und der Bäreninsel Bank 'entwässern'. An der nördlichen Flanke -

Nordflaket - schließt sich dagegen ein weitverzweigtes, kompliziertes System von Kanälen, Mulden und flachen Bänken an. Besonders sei an dieser Stelle auf ein kleineres Tal nördlich des Kveitehola Tals hingewiesen. Es verläuft vom Kveitehola Tal nach Norden und trennt die Spitzbergen Bank von Nordflaket. Wie später gezeigt wird, hat es besondere Bedeutung bei der Kanalisierung von Bodenwassermassen, die von der Spitzbergen Bank ins Kveitehola Tal abfließen.

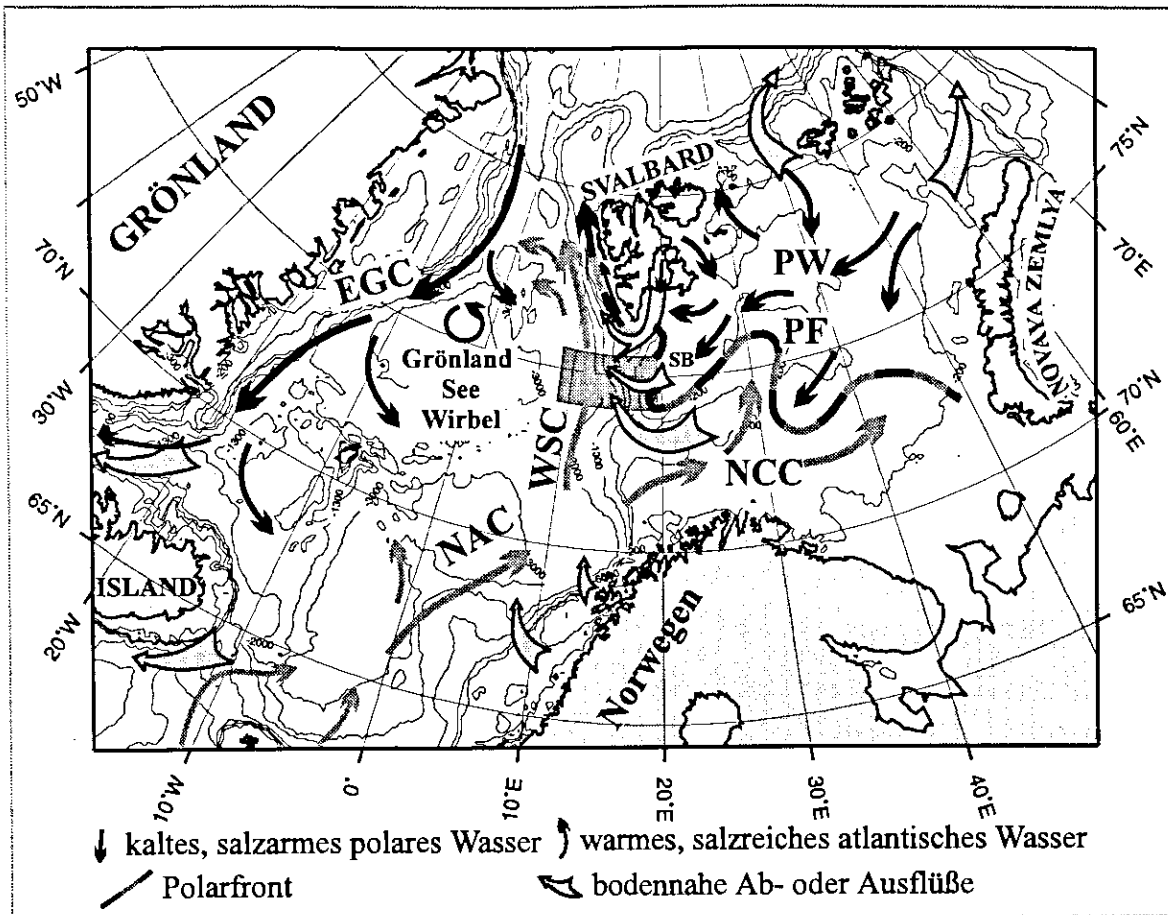
### **2.1.3 Ozeanographie**

Zur Erläuterung der ozeanographischen Grundlagen werden in dieser Arbeit zwei Themenbereiche vorgestellt. Die Hydrographie des Europäischen Nordmeeres wird mit dem Schwerpunkt auf die regionale Hydrographie des Arbeitsgebietes beschrieben. Ein zusätzlicher Aspekt dabei sind Strömungen, die an Sedimenttransporten beteiligt sein können. Desweiteren wird der Prozeß der Konvektion erläutert.

#### **2.1.3.1 Hydrographie**

Die Verteilung und die Zirkulation der Wassermassen des Europäischen Nordmeeres und der Barents See wird nach Johannessen (1986) ganz wesentlich durch die Topographie bestimmt. Mit und ohne Antrieb durch den Wind sind sie prinzipiell gleich, ohne Windantrieb erreichen die Strömungsgeschwindigkeiten allerdings nur 10 % der Geschwindigkeiten, die mit Windantrieb erreicht werden (Schäfer-Neth 1994). Abbildung 3 zeigt die Oberflächenzirkulation und die wichtigsten bodennahen Ausstromregionen. Das große zyklonale Zirkulationsregime in der GIN See wird durch den Einstrom arktischen Wassers durch die Fram Straße und atlantischen Wassers über die Island-Faroer und Faroer-Shetland Schwelle bestimmt. Das kalte, salzarme arktische Wasser bewegt sich entlang des ostgrönländischen Schelfs als Ostgrönlandstrom (EGC) südwärts. Am Rand des norwegischen kontinentalen Schelfs strömt warmes, salzreiches atlantisches Wasser als Nordatlantischer Strom (NAC) nordwärts. Ein kleinerer Teil biegt unterwegs am Vøring Plateau Richtung Jan Mayen ab. Auf der Höhe des Nordkaps teilt sich der NAC in zwei Äste. Der eine Ast dringt als Nordkap Strom (NCC) in die Barents See ein, der andere strömt als Westspitzbergen Strom (WSC) entlang des Kontinentalhanges weiter nordwärts.





**Abbildung 3:** Oberflächen- und Bodenströmungen des Europäischen Nordmeeres und der Barents See. (NAC - Nordatlantischer Strom, NCC - Nordkap Strom, EGC - Ostgrönlandstrom, WSC - Westspitzbergen Strom, PW - Polarwasser, PF - Polarfront, SB - Spitzbergen Bank)

Nordwestlich von Svalbard taucht er unter das kältere, salzärmere arktische Wasser. Ein Teil des Westspitzbergen Stroms (WSC) dringt so unter der Meeresoberfläche in den Arktischen Ozean ein (Jones et al. 1995). Der andere Teil rezirkuliert in der Framstraße in 150 m bis 800 m Tiefe unter dem polaren Wasser des Ostgrönländischen Stromes (Johannessen 1986). Durch die verschiedenen Ströme werden zwei große zyklonale Wirbel angetrieben. Der kleinere liegt nördlich Islands, der größere - der Grönland See Wirbel - liegt in der zentralen Grönländischen See. Die mittleren Tiefenströmungen in der GIN See können allgemein als gering und der Oberflächenzirkulation entgegengesetzt angenommen werden (Coachman und Aagaard 1974, Legutke 1989). Dies gilt allerdings nur für die mittleren Strömungen. Wie später beschrieben wird, können kurzfristig und lokal sehr hohe Geschwindigkeiten in verschiedenen Richtungen auftreten (Kap. 3.1.2.2)

Die regionale Zirkulation in der Barents See wird ebenfalls durch einströmende Wassermassen stark beeinflusst. Der aus dem Süden kommende Nordkapstrom (NCC) importiert warmes, salzreiches Wasser, das die Barents See teilweise südlich der Bäreninsel an der Oberfläche wieder verläßt. Von Norden strömt polares Wasser (Ostspitzbergen Strom) zwischen den Archipelen in die Barents See. Ein Teil des polaren Wassers verläßt die Barents See als Küstenstrom westlich Spitzbergens Richtung Fram Straße (**Tantsiura 1959, Johannessen 1986, Harms 1994**). Das kalte, salzarme polare und das warme, salzreiche atlantische Wasser werden durch die Polarfront getrennt. Diese zeitlich und räumlich zum Teil (in den östlichen Bereichen) sehr variable Grenze zieht sich im Mittel den Isobathen folgend von der Südspitze Spitzbergens nach Süden um die Bäreninsel herum und von dort nach Osten in Richtung Novaya Zemlyas (**Loeng 1991, Selchow 1991, Rudels und Quadfasel 1991, Parsons et al. 1996**)). An der Polarfront wurden verschiedene Wirbel beobachtet (**Pfirman 1985, Arctic Pilot 1990**), die möglicherweise zur Erosion der Oberflächensedimente südlich der Spitzbergen Bank beitragen. Die Polarfront zeigt über den verschiedenen untermeerischen Tälern Einbuchtungen, die durch stärkeres Vordringen des NAW verursacht werden. Neben den Ausflüssen an der Oberfläche besitzt die Barents See mehrere bodennahe Abflüsse, die potentiell als Exportregionen für Schelfsedimente in Frage kommen. Dies sind im Norden der Franz Viktoria Trog, zwischen Franz Josef Land und der Viktoria Insel, und im Osten der St. Anna Trog, zwischen Franz Josef Land und Novaya Zemlya (Abbildung 1+2, **Pfirman 1985, Rudels 1987, Harms 1994**), und in den Trögen am westlichen Rand des Barents Schelfs. Dort strömt das Wasser aus dem Storfjord (**Quadfasel et al. 1988, Maus 1995, Schauer 1995**), dem Bäreninsel Trog (**Midtun 1985, Blindheim 1989**) und durch das Kveitehola Tal von der Spitzbergen Bank in die nördliche Norwegische See (**Rumohr 1996**). Den jeweiligen Sedimenttransport dokumentierend haben sich vor diesen Trögen unterschiedlich große Sedimentfächer gebildet (**Nürnberg 1996, Vorren 1989**), die im wesentlichen glazialen Ursprungs sind.

Regional wird die Strömung in der Barents See unterschiedlich stark von Gezeiten beeinflusst. Über die lokalen Verhältnisse ist wenig bekannt, da Messungen selten und numerische Modelle meist nicht detailliert genug sind (**Gjevik und Straume 1989, Arctic Pilot 1990, Harms 1994**). Aus dem Arctic Pilot (1990), einem Handbuch für Seefahrer, erfährt man, daß die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten auf und in der Nähe der Spitzbergen Bank und im Bereich der Bäreninsel vorkommen. Restströme mit bis zu  $50 \text{ cm s}^{-1}$  und maximale Gezeitenströme von bis zu  $150 \text{ cm s}^{-1}$  werden beschrieben, und es wird in besonders flachen Bereichen vor starken Strömungen mit brechenden Seen gewarnt

(‘Overfalls’). Mit maximalen Gezeitenströmen von  $130 \text{ cm s}^{-1}$  an der Spitzbergen Bank liefern numerische Simulationen der arktischen Gezeiten (**Kowalik und Proshutinsky 1985**) ähnliche Resultate. Es ist offensichtlich, daß die Strömungen hier einen wesentlichen Einfluß auf die Oberflächensedimente haben müssen.

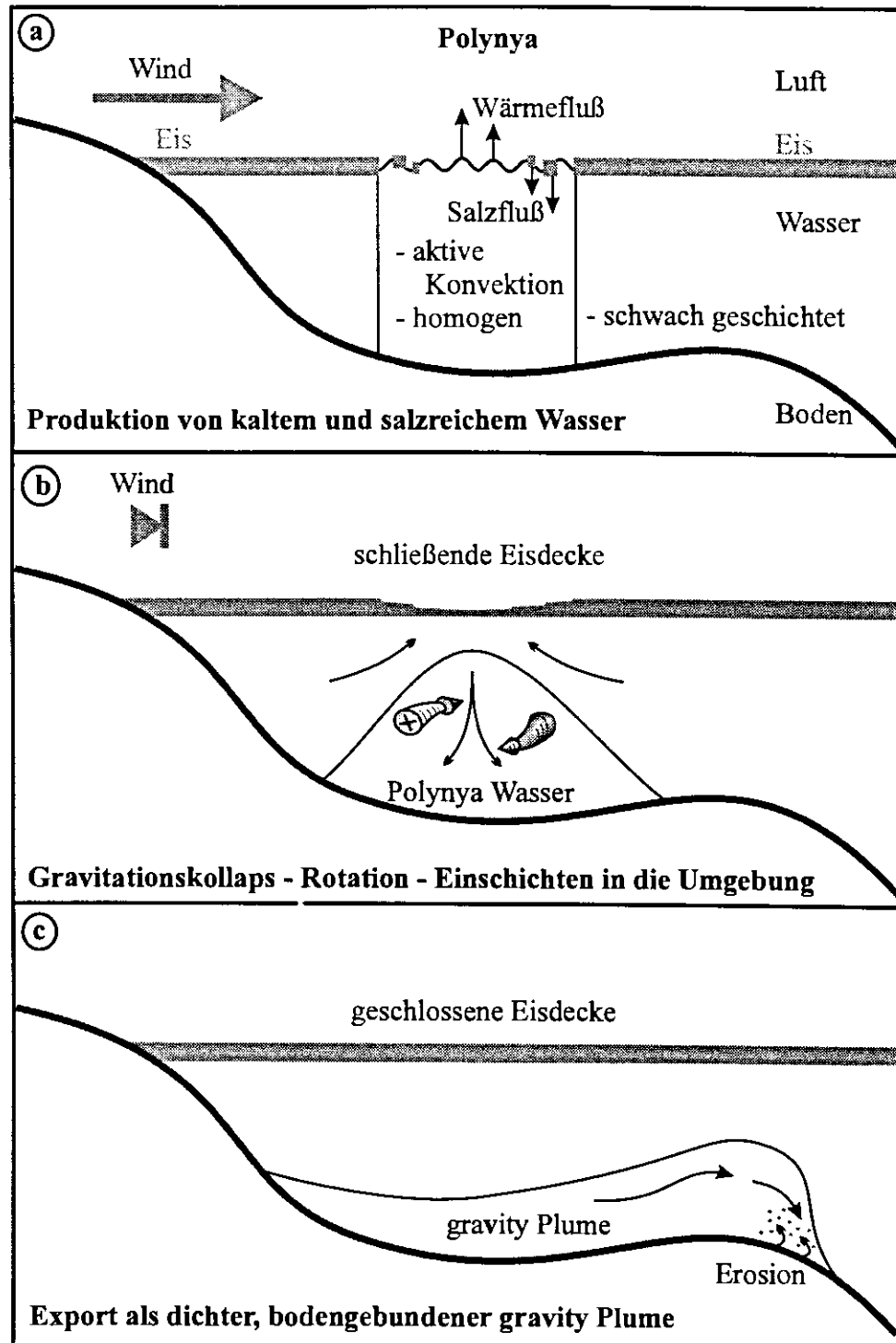
Abschließend sei noch darauf hingewiesen, daß es ähnliche Bodenwasserabflüsse vom Schelf in die Norwegische See auch weiter südlich gibt. Ebenfalls für Sedimenttransport in Frage kommen Abflüsse westlich Mittelnorwegens bei Røstbanken westlich der Lofoten, am Traenadjupet östlich des Vøring Plateaus und im Süden Norwegens in der nördlichen Nordsee (**Rumohr 1996**).

### 2.1.3.2 Konvektion

Die Erneuerung und Ventilation der Zwischen- und Tiefenwassermassen der GIN See und des arktischen Ozeans wird durch zwei grundsätzlich ähnliche, aber trotzdem verschiedene Konvektionsprozesse angetrieben: durch Konvektion im offenen Ozean, wie zum Beispiel in der Grönland- oder der Labradorsee (*‘Open Ocean Convection’*, **Rudels und Quadfasel 1991, Aagaard und Carmack 1994, Jones 1995**), und durch Konvektion, die von den Kontinentalrändern ausgeht (*‘Slope Convection’*, **Quadfasel et al. 1988, Blindheim 1989, Aagaard 1989, Schauer 1995**).

Die Konvektion wird in beiden Fällen durch Abkühlung und Eisbildung ausgelöst. **Rudels und Quadfasel (1991)** beschreiben den Vorgang detailliert. Durch Abkühlung wird der oberste Zentimeter der Wassersäule thermisch homogenisiert. Bei einsetzendem Gefrieren bilden sich einzelne Eiskristalle, die aufsteigen und salzreicheres Wasser zurücklassen, das abzusinken beginnt und sich innerhalb der nächsten wenigen Meter mit dem ambienten Wasser vermischt. Ist diese Deckschicht dicht genug, dann brechen turbulente Wasserpakete (Plumes) aus ihr heraus und durchdringen den Wasserkörper bis zur Pyknokline, wobei sie ambientes Wasser einmischen. Das aus Kontinuitätsgründen gleichzeitig aufsteigende Wasser ist wärmer und läßt das Eis eventuell wieder schmelzen, so daß der Prozeß von neuem beginnen kann.

Im offenen Ozean kann das absinkende Wasser nach mehreren Zyklen dieser Konvektion die gesamte Deckschicht penetrieren und homogenisieren. Mit der Zeit kann sich die Dichte der Deckschicht soweit erhöhen, daß das schwere Wasser auch in tiefere Wasserschichten eindringt. Dann kann, wenn die Zwischen- und Tiefenwassermassen nur schwach geschichtet sind, die gesamte Wassersäule homogenisiert werden (**Rudels und Quadfasel 1991**).



**Abbildung 4:** Slopekonvektion in einer Schelfpolynya (modifiziert nach **Backhaus et al. 1994**).

Vor allem im arktischen Ozean, wo fern der Schelfe Konvektion durch Eisbedeckung und eine permanente Halokline verhindert wird, werden die tiefen Wassermassen durch Konvektion schwerer Bodenwassermassen vom Schelf erneuert. Anfänglich läuft der Prozeß ganz ähnlich ab (Abbildung 4.a). Zu Beginn steht auch hier wieder Abkühlung bis zur Eisbildung.

Dabei können Polynien auf der Lee-Seite von Landmassen förderlich sein. Bei den typischen arktischen Kaltluftausbrüchen, die mit extrem niedrigen Temperaturen ( $< -20^{\circ}\text{C}$ ) und hohen Windgeschwindigkeiten ( $> 10\text{ m s}^{-1}$ ) oft mehrere Wochen anhalten (**Backhaus 1995**), bilden sich im Windschatten von Inseln eisfreie Bereiche, in denen ständig neues Eis gebildet wird, das von den ablandigen Winden verdriftet wird. Durch die anhaltende Eisbildung kann sich der Salzgehalt stetig erhöhen. Außerdem kann sich unter der eisfreien Fläche der Polynya eine homogene, durch aktive Konvektion stabilisierte 'Wassersäule' bilden, deren Dichte sich immer weiter erhöht. Bei nachlassenden Winden schließt sich die Eisdecke wieder (Abbildung 4.b). Die Konvektion stoppt und die stabile Konvektionssäule kollabiert, dabei wird sie, aufgrund der Konstanz der potentiellen Vorticity, in antizyklonale (im Uhrzeigersinn) Rotation versetzt (**Backhaus et al. 1994**). Solche rotierenden Linsen dichten Bodenwassers können sehr langlebig sein. Auf der Zentral Bank in der Barents See (Abbildung 1) wurde über mehrere Jahre dichtes Wasser beobachtet, das am Boden um den 'Gipfel' der Bank rotierte (**Quadfasel et al. 1992**). Während der Rotationsphase schichtet sich das Wasser gleichzeitig in den umgebenden Wasserkörper ein. Ist schließlich die Rotationsenergie umgesetzt, wird das Bodenwasser als ein relativ dichter, bodengebundener 'gravity Plume' über den Kontinentalhang in die Tiefsee exportiert (Abbildung 4.c, **Killworth 1983, Quadfasel et al. 1988, Aagaard 1989, Backhaus et al. 1994, Jungelaus et al. 1995**). Dieser Exportprozess ist der Teil der Tiefenwasserproduktion, der in dieser Arbeit untersucht wird.

Das im Winter gebildete Bodenwasser strömt in immer größere Tiefen des Randmeeres, bis es schließlich die Schelfkante erreicht. Abhängig von der TS Charakteristik der Plumes, die sowohl von der Bildung als auch von ihrer Modifikationen durch die Aufnahme von Umgebungswasser auf dem Schelf abhängt, beginnen die Plumes nun in größere Tiefen des Meeres zu strömen. Bei einem hohen Dichtekontrast stürzt der Plume wie ein Wasserfall in die Tiefe (Abbildung 5). Dabei enträint er, aufgrund seiner hohen Geschwindigkeit, sehr viel Wasser aus der Umgebung und reduziert dadurch den Dichteunterschied zur Umgebung (**Fohrmann 1993**).



jedoch eine andere Dynamik und dadurch einen zusätzlichen Einfluß auf die Tiefenwasserproduktion (siehe Kap. 2.3.2). In Abbildung 5 sind sowohl ein TS Plume (gestrichelte Linie) als auch ein Turbidity Plume (graue Linie) schematisch dargestellt. Der Turbidity Plume kann, wie später zu sehen sein wird (Kap. 2.3.1), aufgrund seiner höheren Dichte und im Fall von Autosuspension bis zum Boden der tiefen Becken vordringen und sich dort als nepheloide Bodenschicht (BNL) ausbreiten. Gleichzeitig können sich auf dem Weg in die Tiefe intermediäre Trübeschichten (INL's) ablösen (**McCave 1984**). Hat der Plume genügend Sedimentpartikel deponiert, dann kann er Auftrieb erhalten. Aufwärtsgerichtete Konvektion vom Meeresboden ist als Resultat zu erwarten.



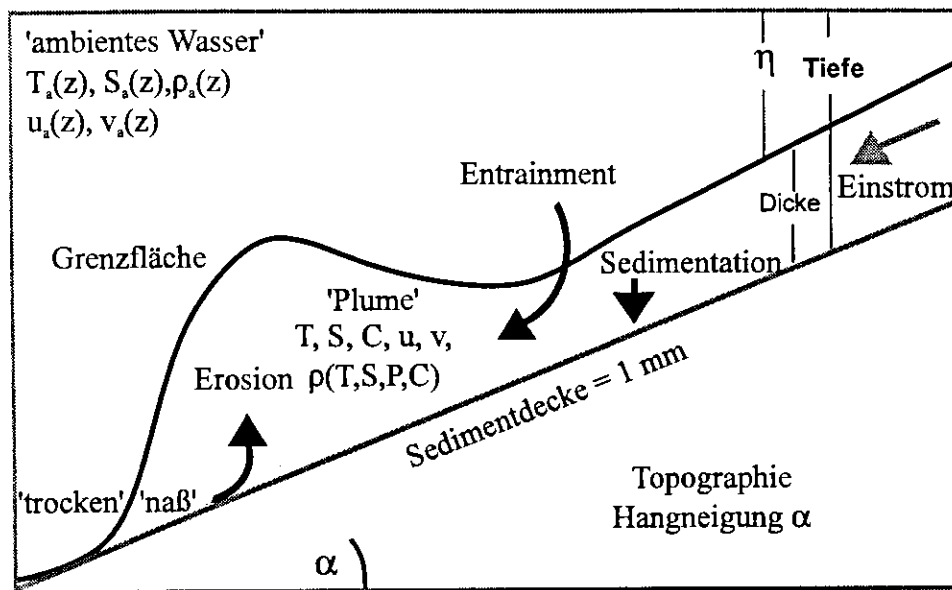
## 2.2 Das gekoppelte Modell

Um die zeitliche und räumliche Entwicklung von Turbidity Plumes simulieren zu können, wird in dieser Arbeit ein hydrodynamisches Modell zur Simulation von 'gravity' Plumes (**Junglaus und Backhaus 1994, Junglaus et al. 1995**) mit einem *Eulerschen* Sediment Modell gekoppelt. Im folgenden werden die beiden Modelle, die benutzten Parameterisierungen und verschiedene vereinfachende Annahmen erläutert.

### 2.2.1 Das hydrodynamische Modell

Leichte Turbidity Plumes mit geringen Volumenkonzentrationen partikulären suspendierter Sedimente sind nahezu *Newtonsche* Flüssigkeiten. Sie verhalten sich wie turbulente Strömungen reinen Wassers und nicht wie schlamm- oder breiartige plastische Strömungen, deren Partikelkonzentrationen über den in dieser Arbeit angewandten Bereich hinausgehen. Plastische Strömungen treten ab Konzentrationen  $> 300 \text{ g l}^{-1}$  auf; in einem Bereich zwischen 3 und  $300 \text{ g l}^{-1}$  verhalten sich die Strömungen pseudoplastisch. Unter  $3 \text{ g l}^{-1}$  besitzen die Strömungen nahezu *Newtonsche* Strömungseigenschaften und bewegen sich als zweiphasige Suspensionen (**Parker 1984**). Nach Carey et al. (1988) liegt die Grenzkonzentration, unter der das Verhalten von Turbidity Plumes qualitativ ähnlich zu TS Plumes ist, bei  $10 \text{ g l}^{-1}$ . Die in dieser Arbeit benutzten Partikelkonzentrationen liegen mit maximal  $2 \text{ g l}^{-1}$  deutlich unter diesem Grenzwert. Daher kann die Dynamik der Turbidity Plumes mit einem ozeanographischen, hydrodynamischen Modell - basierend auf den modifizierten 'primitiven' Gleichungen - simuliert werden. Das gekoppelte Modell kombiniert ein hydrostatisch approximiertes 'reduced-gravity' Plume Modell (**Junglaus und Backhaus 1994, Junglaus et al. 1995**) und ein *Eulersches* Sedimenttransport Modell, welches die Modifizierung der Dichte durch die suspendierten Partikel, Erosion, Deposition und den horizontalen Transport derselben vorhersagt. Die prinzipielle Struktur des Modells ist in Abbildung 6 illustriert. Die Grenzfläche zwischen dem Wasser innerhalb des Plumes und dem Umgebungswasser kann als eine flexible Membran verstanden werden, die zu Beginn auf dem Meeresboden aufliegt. Der Plume kann sich, indem er sie anhebt, frei unter dieser Membran bewegen. Er kann Gebiete überfluten und auch wieder 'trockenfallen' lassen. Die beweglichen lateralen Ränder (**Backhaus 1976**), die jedesmal neu definiert werden, wenn der Plume die

Membran anhebt, erlauben es dem Plume seinen eigenen Weg auf einer beliebigen Topographie zu finden. Dieser Ansatz ermöglicht es, beliebig geformte Plumes zu simulieren ebenso wie verschiedene aneinander angeschlossene Plumes (**Fohrmann 1993**). Für den Plume werden vertikal integrierte prognostische Gleichungen für Temperatur, Salzgehalt, Geschwindigkeitsfeld, Mächtigkeit des Plumes und für bis zu drei Korngrößenfraktionen an suspendierten Sedimenten gerechnet.



**Abbildung 6:** Schematischer Aufbau des Modells wie im Text beschrieben.

Das Modell erlaubt einen vertikal in Temperatur und Salzgehalt geschichteten Umgebungswasserkörper, der gemäß der reduzierten Schwere (reduced-gravity) dynamisch inaktiv ist. Die Grenzflächen-Membran des Modells ist semipermeabel und ermöglicht daher einen Transport von Umgebungswasser in den Plume (entrainen - hineinmischen), aber nicht zurück (**Turner 1973**). Dieses Entrainment von umgebendem Wasser ist in der Kontinuitätsgleichung berücksichtigt. So wird es dem Plume ermöglicht, auf seinem Weg in die Tiefe unterschiedliche Wassermassen zu aufzunehmen. Das differentielle Entrainment wirkt sich nicht nur auf die TS Eigenschaften des Plumes aus, sondern auch über die nicht-lineare Zustandsgleichung (**UNESCO 1981**) auf die Dynamik des Plumes. Das ozeanographische Modell wird in Arbeiten von **Junglaus und Backhaus 1994, Junglaus 1994, Rubino 1994, Schacht 1994, Junglaus et al. 1995** und **Fohrmann 1993** detailliert beschrieben.

### 2.2.2 Das Sediment Modell

Das mit dem hydrodynamischen Modell gekoppelte *Eulersche* Sediment Modell beinhaltet prognostische Transportgleichungen für das Sediment und einen Ansatz für die Berechnung des - durch das aufgenommene Sediment verursachten - Beitrages zur Dichte der Turbidity Plumes. Parameterisierungen für Erosion und Deposition von Sedimentpartikeln verschiedener Korngrößen sind ebenfalls in dem Sediment Modell enthalten.

#### 2.2.2.1 Die Volumendichte

Die suspendierten Partikel müssen feinkörnig genug sein, um für längere Zeit (erheblich länger als der im Modell benutzt Zeitschritt) in Suspension bleiben zu können und um sich gleichmäßig über die gesamte Schicht einer Strömung verteilen zu können (**Prandtl et al. 1990**). So eine Suspensionsströmung ist eine Zweiphasenströmung, die aus einer festen Phase (den suspendierten Partikeln) und aus einer flüssigen oder kontinuierlichen Phase besteht. Der Anstieg der Dichte, bezogen auf ein Einheitsvolumen, wird dabei als semipermanent angesehen (**Allen 1994**). Unter dieser Voraussetzung kann die Volumendichte ( $\rho_m$ ) des Gemisches, die den Hauptantrieb eines Plumes darstellt, additiv über die Volumenanteile, multipliziert mit den jeweiligen Massendichten der beiden Phasen, berechnet werden (**Adams 1981; Sheng und Villaret 1989; Allen 1994; Dade und Huppert 1995**):

$$\rho_m = \sigma \cdot C_v + \rho_w \cdot (1 - C_v) . \quad (1)$$

$\sigma$  ist die Dichte der festen Phase und  $\rho_w$  die Dichte der kontinuierlichen Phase.  $C_v$  ist die dimensionslose, durch die Dichte der Partikel normalisierte, Volumenkonzentration ( $C_v = C/\sigma$ ) des im Plume suspendierten Sediments. In diesem Modell wird bisher die Dichte von Quarz ( $\sigma = 2651 \text{ kg m}^{-3}$ , **Brauns und Chudoba 1964**) für alle Korngrößenfraktionen gemeinsam angenommen. Typische Werte für die Dichtezunahme durch die Partikelfracht sind in Tabelle 1 (Kap. 2.1.1) aufgelistet.

Die Beschreibung des physikalischen Strömungszustandes, der zu den verschiedenen Konzentrationen gehört, erfolgt nach einer Klassifikation von **Stow (loc. cit.)**. Diese Klassifikation reicht von der normalen Hintergrundkonzentration an partikulärem Material, über Trübestrome geringerer und höherer Dichte bis zu Schlammströmen. Zur Erläuterung sind typische Werte aus verschiedenen Regionen des Weltmeeres beigelegt, die von  $0.15 \text{ mg l}^{-1}$  in der BNL am mittleren Norwegischen Kontinentalhang über  $0.5 \text{ mg l}^{-1}$  in Schmelzwasserplumes an der Meeresoberfläche bis zu einigen Gramm pro Liter im Ausstrom des Amazonas reichen (Beschriftung zu Tabelle 1, Kap. 2.1.1).

### 2.2.2.2 Korngrößenfraktionen

Das Modell ermöglicht die gleichzeitige Berechnung prognostischer Transportgleichungen für verschiedene Korngrößenfraktionen. In dieser Arbeit wird der Transport von nur zwei Fraktionen betrachtet: von mittlerem ( $20 \mu\text{m}$ ) und grobem Silt ( $63 \mu\text{m}$ ). In den holozänen Sedimenten des Hochakkumulationsgebietes in der Nähe der Bäreninsel wird für die feine und die mittlere Schlickfraktion mehr oder weniger dieselbe Verteilung vorgefunden. Darauf und auf der Tatsache aufbauend, daß feine Partikel im Seewasser verstärkt dazu neigen, Aggregate zu bilden (**Eisma 1986, Johnson 1983**), wird die vereinfachende Annahme gemacht, daß sich Partikel  $< 20 \mu\text{m}$  (feiner Silt) wie  $20 \mu\text{m}$  große Quarzsphären verhalten und daß sich Partikel zwischen  $20 - 63 \mu\text{m}$  (mittlerer bis grober Silt) wie  $63 \mu\text{m}$  große Quarzsphären verhalten. Sandkorngröße Partikel ( $> 63 \mu\text{m}$ ) wurden von den Simulationen ausgeschlossen, da ihre Sinkgeschwindigkeit so groß ist, daß für sie die Annahme einer semipermanenten Suspension nicht gilt und eher ein Geschiebetransport zu vermuten ist (siehe auch Kap. 2.2.4).

### 2.2.2.3 Sinkgeschwindigkeiten

Die Sinkgeschwindigkeit  $w_{\text{si}}$  der suspendierten Sedimentpartikel wird nach dem *Stokes'schen* Gesetz berechnet,

$$w_{\text{si}} = \frac{1}{18} \frac{\sigma - \rho_w}{\eta} g D_i^2 \quad , \quad (2)$$

welches die Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser, von der Partikeldichte und von der Fluidichte beinhaltet. Dabei ist  $\rho_w$  die Dichte des 'reinen' Wassers,  $\sigma = 2651 \text{ kg m}^{-3}$  ist die Dichte der Sedimentpartikel,  $\eta = 1.88448 \cdot 10^{-2} \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$  ist die dynamische Viskosität von Wasser, mit  $T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $S = 35 \text{ PSU}$  (Jumars et al. 1993),  $g$  ist die durch die Schwerkraft bewirkte Beschleunigung eines Partikels nach unten und  $D_i$  ist der Partikeldurchmesser der jeweiligen Sedimentfraktion. Die für die verschiedenen Partikelfractionen unterschiedlichen Parameter sind durch den Index 'i' gekennzeichnet. Die in dieser Arbeit benutzten physikalischen Parameter sind für die verschiedenen Korngrößenfraktionen in Tabelle 2 aufgelistet.

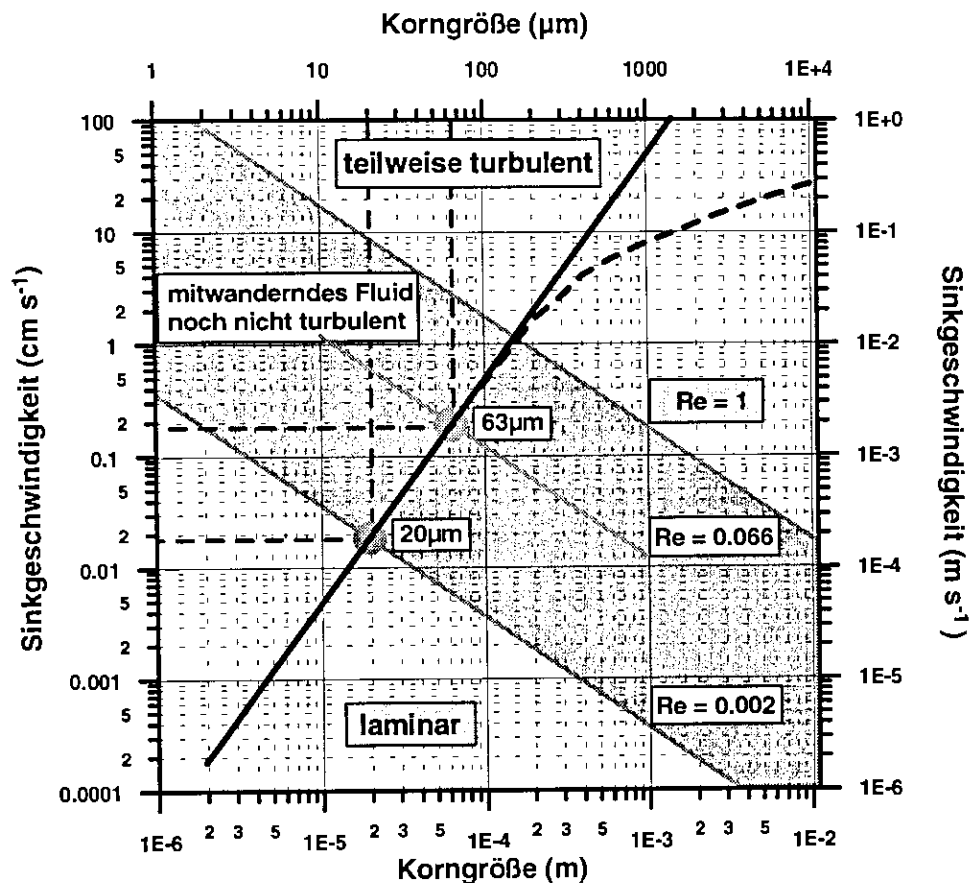
**Tabelle 2:** Sinkgeschwindigkeiten nach Stokes, mit  $v$  nach Jumars et al. (1993),  $\rho$  nach UNESCO (1981),  $\rho_s = 2651 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $S = 35 \text{ PSU}$  und  $p = 0 \text{ dbar}$ . Der kritische Bodenstress ist bestimmt nach Unsöld (1984, siehe Kap. 4.2.4) und die kritische mittlere Strömungsgeschwindigkeit wurde mit  $\rho_w = 1030 \text{ kg m}^{-3}$  berechnet.

<i>physikalische Parameter</i>		<i>Korngröße <math>D(\mu\text{m})</math></i>	
		20	63
Sinkgeschwindigkeit <sub>Stokes</sub>	$w_s \text{ (m s}^{-1}\text{)}$	$1.88 \cdot 10^{-4}$	$1.86 \cdot 10^{-3}$
Sinkgeschwindigkeit <sub>Stokes</sub>	$w_s \text{ (m d}^{-1}\text{)}$	16.24	160.70
krit. Bodenstress <sub>Unsöld 1984</sub>	$\tau^* \text{ (N m}^{-2}\text{)}$	0.055	0.095
krit. Bodenreibungsgeschw. <sub>Unsöld 1984</sub>	$v^* \text{ (m s}^{-1}\text{)}$	$7.31 \cdot 10^{-3}$	$9.6 \cdot 10^{-3}$
krit. mittlere Strömungsgeschw. <sub>numerisch</sub>	$u^* \text{ (m s}^{-1}\text{)}$	0.13	0.18

Es gibt zahlreiche verschiedene mathematische Ansätze für die Berechnung der Sinkgeschwindigkeit von suspendierten Partikeln, die für unterschiedliche Korngrößenbereiche oder Strömungszustände gültig sind. Sie sind in der Regel von dem ersten *Stoke'schen* Gesetz abgeleitet, das das laminare Sinken beschreibt, und wurden durch Beobachtungen und Messungen für die jeweiligen Partikelfractionen und Strömungszustände modifiziert. Auf die Details soll in dieser Arbeit nicht eingegangen werden. Ausführliche Untersuchungen dieser Ansätze sind in den Arbeiten von Haupt (1995) und Michels (1995) nachzulesen. Hier ist die Tatsache entscheidend, daß die in dieser Arbeit untersuchten Partikel, mit Durchmessern von 20 und 63  $\mu\text{m}$ , laminar sinken. Der Parameter, der die kritische Grenze beschreibt, die laminares von turbulentem Sinken trennt, ist die Reynoldszahl  $Re$ :

$$Re = \frac{w_{si} \cdot D_i}{\nu}, \quad (3)$$

dabei ist  $w_{si}$  die Sinkgeschwindigkeit,  $D_i$  der Partikeldurchmesser und  $\nu = \eta / \rho = 1.83297 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  die kinematische Viskosität. Für Reynoldszahlen kleiner als 0.002 liegt vollständig laminares, *Stokes'*ches Sinken vor. Für Reynoldszahlen größer als 0.002 und kleiner als Eins wandert ein geringer Teil der Flüssigkeit mit, es bildet sich aber noch keine Turbulenz aus. In Abbildung 7 sind die verschiedenen Reynoldszahlenbereiche gegen Korngröße und Sinkgeschwindigkeit aufgetragen.



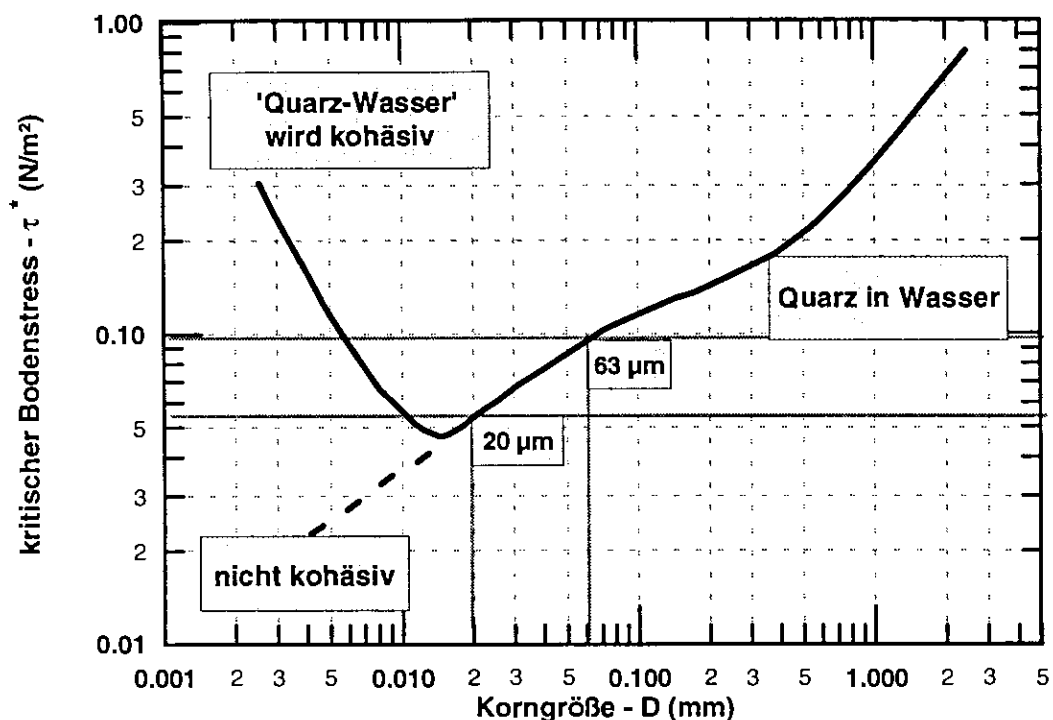
**Abbildung 7:** Sinkgeschwindigkeiten nach *Stokes* (durchgezogene Linie) und *Zanke* (1982) (gestrichelte Linie). Der grau hinterlegte Bereich ist der Reynoldszahlenbereich in dem Partikel laminar sinken und ein Teil des vorbeiströmenden Wassers mittransportiert wird. Die grauen Punkte geben die Lage der benutzten Partikelfractionen an (modifiziert nach **Haupt** 1995).

Die schwarze, durchgezogene Linie in Abbildung 7 gibt die Sinkgeschwindigkeit nach *Stokes* für verschiedene Korngrößen wieder. Die zu den in dieser Arbeit untersuchten Korngrößenfraktionen gehörigen Reynoldszahlen liegen im nicht-turbulenten Bereich ( $Re_{20\mu\text{m}} = 0.002$  und  $Re_{63\mu\text{m}} = 0.066$ ). Für diese feinen Fraktionen kann demnach vollständig laminares Sinken oder laminares Sinken, bei dem ein kleiner Teil Wasser mittransportiert wird, angenommen werden, weshalb die Berechnung der Sinkgeschwindigkeiten nach *Stokes* zulässig ist. In Abbildung 7 ist zusätzlich die von **Haupt** (1995) benutzte Sinkgeschwindigkeit

- berechnet nach **Zanke (1982)** - dargestellt. Da sich Zankes Ansatz für den Feinkornbereich an Stokes annähert, was für die meisten Formulierungen gilt, sind die beiden Kurven in dem für Turbidity Plumes wichtigen Feinkornbereich identisch.

#### 2.2.2.4 Partikeltransport

Ob Sedimentpartikel transportiert werden, hängt von dem Verhältnis aus kritischem Bodenscherstress  $\tau_i^*$  und aktuellem Bodenscherstress  $\tau_i$  ab. Der kritische Bodenscherstress ist definiert als  $\tau_i^* = \rho v_i^{*2}$ , mit der kritischen Geschwindigkeit  $v_i^*$  übernommen aus Labor-experimenten von **Unsöld (1984)**, modifiziertes *Shields*-Diagramm in Abbildung 8 und Tabelle 2). Der aktuelle Bodenscherstress  $\tau = \rho u_r^2$  hängt von der Reibungsgeschwindigkeit  $u_r = (r \underline{u})^{1/2}$  am Meeresboden ab.  $\underline{u}$  ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und  $r$  ein Reibungskoeffizient. In verschiedenen Arbeiten über Bodenströmungen wurden für den Reibungskoeffizienten ( $r$ ) Werte zwischen 0.001 und 0.05 angenommen. In dieser Arbeit wird  $r = 0.003$  angenommen, was sich in der Simulation des 'Dänemark Overflows' und des 'Svalbard Outflows' als guter Wert erwiesen hat (**Jungclaus 1994, Jungclaus et al. 1995, Fohrmann 1993**).



**Abbildung 8:** Für Erosion von Quarzsedimentpartikeln nötiger Bodenscherstress als Funktion der Korngröße (modifiziertes *Shields*-Diagramm nach **Unsöld (1984)**).



### - Erosion -

Die Erosion einer Partikelfraktion wird gemäß der Relation 4 berechnet; Erosion tritt auf, wenn der aktuelle Stress den kritischen Wert überschreitet, und ist gleich Null, wenn der aktuelle Stress unter dem kritischen liegt:

$$E_i > 0 ; \tau > \tau_i^* \quad \text{und} \quad E_i = 0 ; \tau \leq \tau_i^* . \quad (4)$$

Die kritischen Werte für die einzelnen Fraktionen sind in Tabelle 2 einzusehen. Tatsächlich erodieren die verschiedenen Fraktionen durch diesen Ansatz mehr oder weniger gleichzeitig. Der Turbidity Plume beginnt sich zu etablieren, sobald die erste Fraktion vom Boden aufgewirbelt wird, was zu höheren Geschwindigkeiten führt. Der kritische Bodenschersstress der nächsten Fraktion wird in der Folge ebenfalls überschritten, so daß diese auch vom Boden abheben kann. Findet Erosion statt, dann wird im Modell soviel von dem verfügbaren Sediment erodiert, bis die maximal zulässige Partikelkonzentration ( $2 \text{ g l}^{-1}$ ) erreicht ist. Das restliche Sediment verbleibt am Boden und steht für die folgenden Teile des Plumes zur Verfügung. Erosion findet hauptsächlich im Kopf des Plumes statt (Abbildung 6). Dort kann die Verfügbarkeit an Oberflächensedimenten noch als hoch angenommen werden. Im hinteren Teil des Plumes, der dem Kopf folgt, ist die Verfügbarkeit dementsprechend geringer. Die hier vorgestellten Simulationen sind, wenn nicht näher darauf eingegangen wird, mit einer initialen, 1 mm mächtigen Sedimentschicht ausgestattet.

### - Suspension -

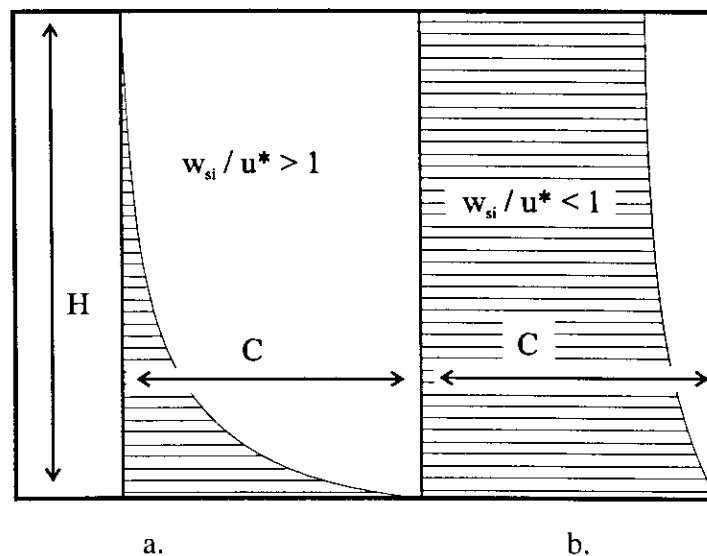
Nach **Prandtl et al. (1990)** kann das Verhalten von Schwebstoff folgendermaßen beschrieben werden: Am Meeresboden liegende Partikel können, wenn sie von der Strömung erfaßt und in die Höhe gewirbelt werden, bis zur oberen Grenze der Strömung hinaufgetragen werden. Jeder Partikel fällt dabei andauernd mit der entsprechenden Sinkgeschwindigkeit  $w_{si}$  relativ zu dem Wasservolumen, in dem er sich befindet, wieder nach unten. Das Schweben in Suspension trotz des Sinkens wird dadurch ermöglicht, daß die Teilchenzahl in der Volumeneinheit in den tieferen Schichten größer ist als in den höheren und so ein nach oben strömendes Wasservolumen mehr Teilchen in die Höhe transportiert, als in einem gleich großen von oben kommenden Wasservolumen nach unten transportiert werden. So kann sich ein Gleichgewicht zwischen dem durchschnittlichen turbulenten Aufwärtstransport und der

Summe aus turbulentem Abwärtstransport und dem Sinken der Teilchen einstellen. Stärkerer turbulenter Austausch bewirkt dabei eine Homogenisierung der Partikelverteilung, höhere Sinkgeschwindigkeiten bewirken dagegen eine stärkere Ausprägung des Partikelprofils mit einer Zunahme in den unteren Schichten. Demnach können Partikel in Suspension transportiert werden, wenn sie fein genug sind, um innerhalb der Strömung über die gesamte Wassersäule verteilt zu werden. Diese Annahme gilt für Partikel, deren Sinkgeschwindigkeit klein gegenüber dem konvektiven, aufwärtsgerichteten Teilchenstrom ist, der über die Bodenreibungsgeschwindigkeit  $v^*$  multipliziert mit einem empirischen Faktor  $\gamma = 0.6$  (Prandtl et al. 1990) abgeschätzt werden kann. Feine Schwebeteilchen werden demzufolge innerhalb der Strömung gleichmäßig über die gesamte Wassersäule verteilt, wenn  $w_{si} < \gamma \cdot v^*$  ist. Mit den in dieser Arbeit benutzten Werten für die beiden Fraktionen ergibt sich für diese Relation:

$$1.88 \cdot 10^{-4} = w_{s\ 20\mu m} < \gamma \cdot v^* = 4.386 \cdot 10^{-3} ,$$

$$1.86 \cdot 10^{-3} = w_{s\ 63\mu m} < \gamma \cdot v^* = 5.760 \cdot 10^{-3} .$$

Die Bedingung für Partikeltransport in Suspension ist also für das in diesem Modell benutzte Szenario erfüllt. Größere Teilchen werden lediglich als Geschiebetransport in einer Schicht nahe am Grund angetroffen. Die Konzentrationsprofile in Abbildung 9 beziehen sich im Fall a auf große  $w_{si} / v^*$  (Geschiebetransport) und im Fall b auf kleine  $w_{si} / v^*$  (Suspensionstransport). Die obigen Verhältnisse besagen letztlich, daß Partikel, deren Sinkgeschwindigkeit klein gegenüber der Fluidgeschwindigkeit ist, mit der Flüssigkeit transportiert werden.



**Abbildung 9:** Schwebstoffverteilungen (Konzentration  $C$  gegen Tiefe  $H$ ) für grobe (a) und feine Partikel (b) nach Prandtl et al. (1990).

## - Deposition -

Bei niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten, wenn der Bodenscherstress unter den kritischen Stress fällt (Tabelle 2), werden die suspendierten Sedimentpartikel wieder deponiert. Der aufwärts gerichtete turbulent diffusive Transport der Partikel innerhalb des Plumes ist nun geringer als die Summe aus abwärts gerichtetem turbulentem Transport und dem Transport durch Sinken, und es besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß die Partikel, die den Boden erreichen, dort auch verbleiben. Diese Wahrscheinlichkeit nimmt mit abnehmender Geschwindigkeit zu. Deposition findet in den steileren Bereichen der Topographie hauptsächlich an den Rändern und im hinteren Teil des Plumes statt, wo die Geschwindigkeiten geringer sind. Die Abnahme der Konzentration von suspendierten Sedimentpartikeln im Plume, definiert als Depositionsrate  $D_i$ , ist in Gleichung 5 beschrieben (Stow und Bowen 1980, Parker et al. 1989, Pantin 1991, Sparks et al. 1993, Bonnetaze et al. 1993+1995):

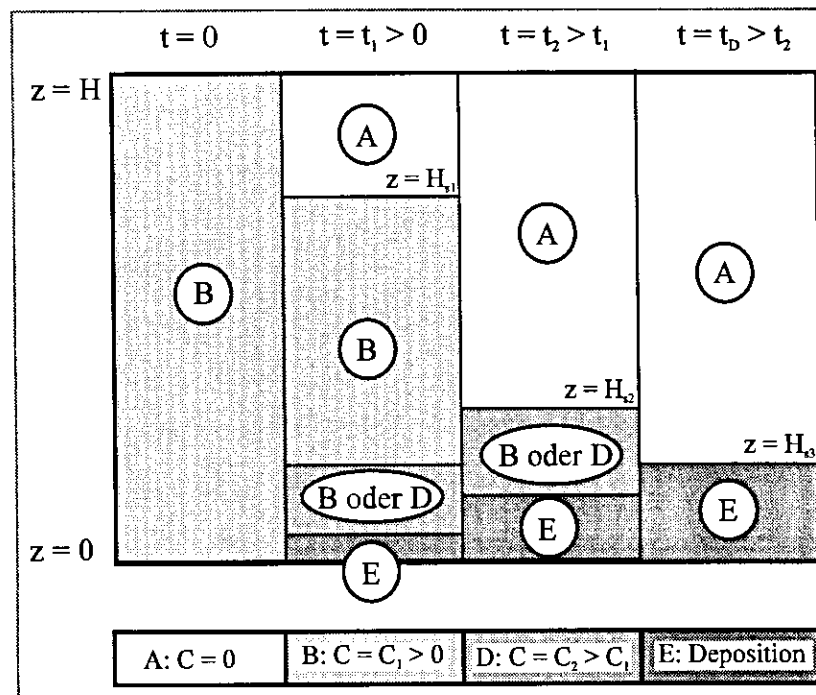
$$\left. \frac{\partial C_i}{\partial t} \right|_{\text{Deposition}} \equiv D_i = \frac{C_i}{H} \cdot w_{si} \cdot P ; \tau < \tau_i^* \text{ und } D_i = 0 ; \tau \geq \tau_i^* . \quad (5)$$

Die Depositionsrate ist eine Funktion der Sinkgeschwindigkeit  $w_{si}$ , der mittleren Konzentration von suspendierten Sedimentpartikeln  $C_i$ , der Dicke des Plumes  $H$  und der Wahrscheinlichkeit  $P$  der Partikel am Boden zu verbleiben. Sie nimmt durch größere Plumedicken, das heißt längere Sinkstrecken, ab. Für größere Partikel, höhere Partikelkonzentrationen und größere Wahrscheinlichkeiten nimmt sie zu. Größere und schneller sinkende Partikel werden schneller abgelagert und bei höheren Konzentrationen können mehr Partikel deponiert werden. Aufgrund der insgesamt niedrigen Konzentration ( $< 2 \text{ g l}^{-1}$ ) der Turbidity Plumes, wurde auf eine Parameterisierung des 'hindered settlings' verzichtet. Die Depositionsrate nimmt außerdem durch die Wahrscheinlichkeit ( $P$ ) mit der Partikel am Boden liegenbleiben zu.

$$P = 1 - \frac{\tau}{\tau_i^*} . \quad (6)$$

Die Wahrscheinlichkeit  $P$  beinhaltet die Turbulenz der Strömung. Je größer die Turbulenz der Strömung ist, desto größer ist der Bodenscherstress  $\tau$  und desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Partikel, wenn sie den Boden berühren, sofort wieder erodiert

werden. Wenn der aktuelle Stress  $\tau$  gleich oder größer als der kritische Wert  $\tau_i^*$  ist, dann können die Partikel nicht mehr am Boden liegen bleiben. Die Wahrscheinlichkeit der Partikel deponiert zu werden ist dann gleich Null. Numerische Experimente mit diesem Ansatz in 'stillem', stehendem Wasser (Atterberg Experiment) ergeben um den Faktor 20 längere Depositionszeiten als im Labor. Die Ursache ist, daß in obigem Ansatz in jedem Zeitschritt mit der konstanten Schichtdicke  $H$  des Plumes gerechnet wird. Dabei wird angenommen, daß die Partikel in der Wassersäule homogen verteilt sind. Das bedeutet, daß die Partikel jeden Zeitschritt wieder über die gesamte Wassersäule verteilt werden, was für stilles Wasser sicher so nicht gilt, da am oberen Rand der zu Anfang trüben Wassersäule (Abbildung 10, Bereich B) ein partikelfreier Bereich (Bereich A) entsteht, der mit der Zeit wächst, bis er zum Schluß die gesamte Wassersäule einnimmt.



**Abbildung 10:** Sedimentation fester Teilchen in einem flüssigkeitsgefüllten Absetzbehälter (Atterbergexperiment) nach **Prandtl et al. (1990)**.

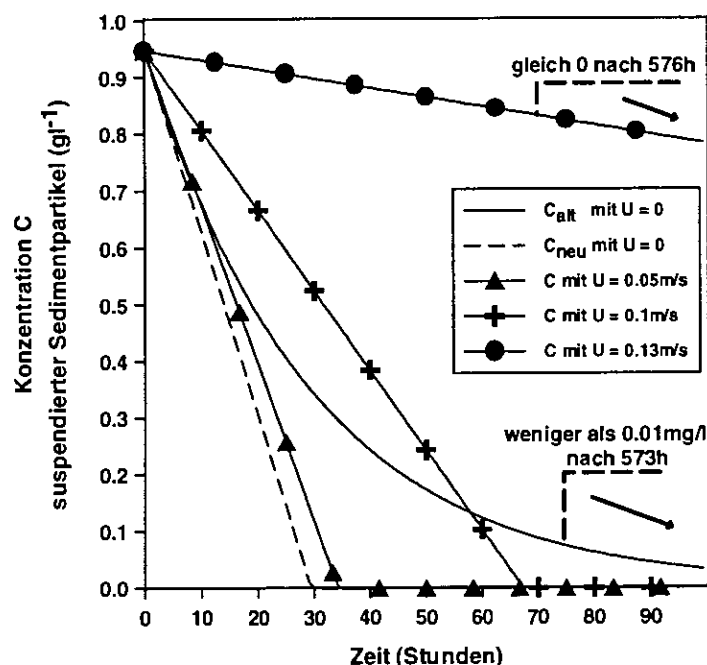
Nach Prandtl (1990) läßt sich die Sedimentation in einem Absetzbehälter folgendermaßen beschreiben (Abbildung 10): Geht man von einer homogenen Suspension ( $t = 0$ ) fester Partikel einheitlicher Gestalt und Größe in einer spezifisch leichteren Flüssigkeit aus, so kann man etwas später ( $t = t_1$ ) mindestens drei, manchmal auch vier, verschiedene Bereiche beobachten. Bereich A mit klarem, partikelfreiem Wasser ( $C = 0$ ), Bereich B in der Mitte mit Suspension in

der Anfangskonzentration ( $C = C_1$ ), eventuell Bereich D kurz über dem Boden mit einer Konzentration größer als in Bereich B ( $C = C_2 > C_1$ ) und ein Bereich E, in dem die Partikel deponiert werden. Der Bereich B wird mit der Zeit immer kleiner, bis zum Ende der Depositionsdauer  $t = t_d$  nur noch klare Flüssigkeit und deponiertes Sediment vorhanden sind. Der Bereich D fehlt bei niedrigen Konzentrationen, wie sie in diesem Modell benutzt werden.

Um das Problem der unrealistisch niedrigen Depositionsraten zu lösen, wird in dem Depositionsansatz die Mächtigkeit des Plumes durch die Sinkstrecke  $H_s$  ersetzt, die Partikel bis zum Boden zurücklegen müssen. Die korrigierte Strecke  $H_s$  ist:

$$H_s = H - w_{si} \cdot \Delta t \cdot P, \quad (7)$$

wobei  $H$  die Schichtdicke ist,  $w_{si}$  die Sinkgeschwindigkeit,  $P$  der Wahrscheinlichkeitsfaktor und  $\Delta t$  der aktuelle Zeitschritt.  $H_s$  ist zu Beginn gleich  $H$ . Wenn  $P$  größer null ist (oder wie im stillen Wasser gleich eins), dann wird jeden Zeitschritt, die von den Partikeln ‘turbulent’ zurückgelegte Strecke subtrahiert. In Abbildung 11 sind verschiedene Konzentrationsprofile der 20  $\mu\text{m}$  Partikelfraktion ( $C_{20}$  gegen Zeit) für stilles Wasser und für verschiedene mittlere Strömungsgeschwindigkeiten aufgetragen.



**Abbildung 11:** Konzentrationen für suspendierte Sedimentpartikel gegen die Zeit. Die durchgezogene Linie ist die Konzentration  $C$  in ‘stillem’ Wasser mit der gesamten Plumedicke als Sinkstrecke. Diese Linie konvergiert gegen Null und erreicht nach 573 Stunden Werte kleiner  $0.01 \text{ mg l}^{-1}$ . Die gestrichelte Linie ist  $C$  berechnet mit der korrigierten Sinkstrecke  $H_s$ . Die anderen Linien sind Konzentrationen bei verschiedenen Strömungszuständen (siehe Legende).

Die initiale Partikelkonzentration ist  $1 \text{ g l}^{-1}$ . Mit einer Schichtdicke von  $H = 20 \text{ m}$  und einer Sinkgeschwindigkeit  $w_{s20} = 16 \text{ m d}^{-1}$  ist für das stille Wasser ( $P = 1$ ) zu erwarten, daß die Wassersäule nach 30 Stunden partikelfrei ist ( $H / w_{s20} = \text{Depositionsdauer} = 20 \text{ m} / 0.66 \text{ m h}^{-1} \approx 30 \text{ h}$ ). Die durchgezogene Linie ist das Konzentrationsprofil mit der gesamten Plumedicke  $H$  als Sinkstrecke. Die Konzentration nimmt exponentiell ab, zu Beginn sehr schnell, um sich dann später asymptotisch an Null anzunähern. Nach 573 Stunden ist die Konzentration unter einen Wert von  $0.01 \text{ g l}^{-1}$  gefallen. Die gestrichelte Linie ist das Profil mit der korrigierten Sinkstrecke  $H_s$ . Die Konzentration nimmt linear ab, bis nach 30 Stunden keine Sedimentpartikel mehr suspendiert sind, was mit der theoretischen Berechnung übereinstimmt.

### - Transportgleichung für Sediment -

Die Euler'sche Transportgleichung für suspendiertes Sediment mit der Konzentration  $C_i(x,y,t)$  lautet:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + u \frac{\partial C_i}{\partial x} + v \frac{\partial C_i}{\partial y} + w_e \frac{C_{Pl_i} - C_{amb_i}}{H} - \frac{A_{Hm}}{H} \cdot \nabla(H \cdot \nabla C_i) = E_i - D_i, \quad (8)$$

wobei  $u$  und  $v$  das Strömungsfeld angeben,  $x$  und  $y$  sind die kartesischen Koordinaten.  $w_e$  repräsentiert das Entrainment von Partikeln durch das Einmischen von Umgebungswasser.  $H$  ist die Schichtdicke,  $A_{Hm}$  der horizontale Austauschkoeffizient für eine materielle Substanz und der Index  $i$  steht für verschiedene Korngrößen der suspendierten Sedimentpartikel. Die Transportgleichung für Sediment beinhaltet auf der linken Seite des Gleichheitszeichens die Terme, die ebenfalls in den Transportgleichungen für Temperatur und Salzgehalt enthalten sind. Dies sind als erstes die lokale zeitliche Änderung der Konzentration an suspendierten Sedimentpartikeln, als zweites und drittes die Advektion der Partikel, als viertes die Änderung der Partikelkonzentration durch Entrainment von Partikeln aus dem umgebenden Wasser und als fünftes die laterale Diffusion der Sedimentpartikel. Auf der rechten Seite stehen zwei neue Terme für die Erosion  $E_i$  und Deposition  $D_i$  (siehe Kapitel 2.2.2.4).

### 2.2.2.5 Die Bewegungsgleichung

Die Massentransporte erhält man durch vertikale Integration der Geschwindigkeiten über die Schichtdicke  $H$

$$U = \int_H u \, dz \quad , \quad V = \int_H v \, dz \quad . \quad (9)$$

Führt man diese Integration über die Bewegungsgleichungen aus, so ergibt sich für die  $x$ -Komponente als Transportgleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{UU}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{UV}{H} \right) - fV - \nabla \left( A_H \cdot H \cdot \nabla \frac{U}{H} \right) = \\ - g \frac{\Delta \rho}{\bar{\rho}} H \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{2} g \frac{H^2}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{T_{Int}}{\bar{\rho}} - \frac{T_{Bot}}{\bar{\rho}} \end{aligned} \quad (10)$$

Auf der linken Seite des Gleichheitszeichens (Gl. 10) steht an erster Stelle die lokale zeitliche Änderung der Transportkomponente  $U$ , an zweiter und dritter Stelle stehen die Terme für die horizontale Advektion, an vierter Stelle erscheint der Coriolis term und an fünfter die laterale Diffusion.  $A_H$  ist der horizontale Austauschkoefizient für den Impuls. In dieser Arbeit ist  $A_H = 25 \, \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ .

Rechts steht zuerst der barotrope Druckgradient, danach folgt der barokline. An der Grenzfläche des Plumes wirken die Schubspannungen  $T_{Int}$  und  $T_{Bot}$ .  $T_{Bot}$  ist die Bodenreibung und  $T_{Int}$  die interne Schubspannung zwischen Plume und dem Wasser darüber. Die tangentielle Schubspannung an der Grenzfläche zwischen Plume und Ambiente ist definiert als

$$\frac{T_{Int}}{\bar{\rho}} = r(u_a - u_{pl}) \sqrt{(u_a - u_{pl})^2 + (v_a - v_{pl})^2} \quad . \quad (11)$$

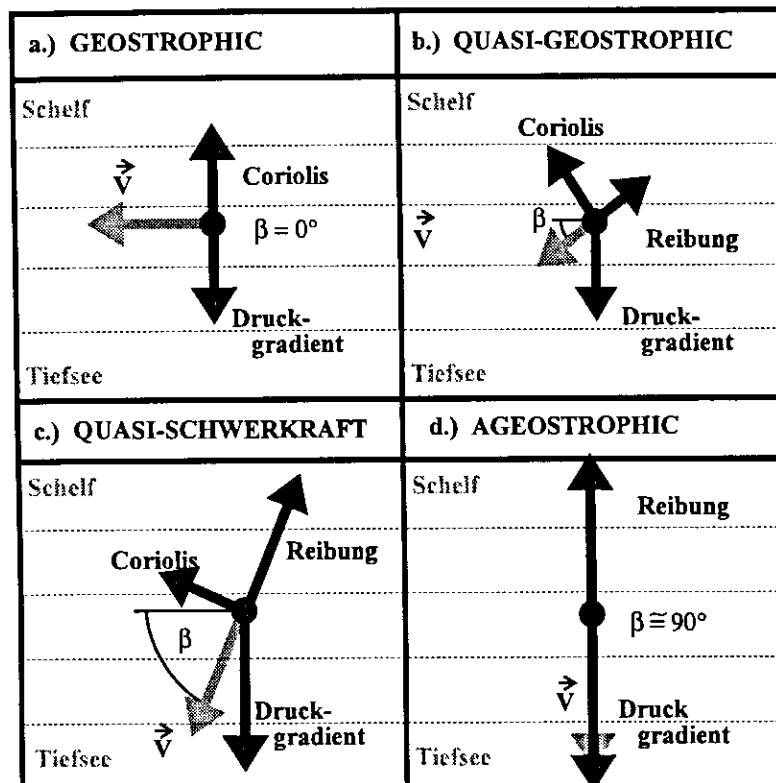
Da in dieser Arbeit angenommen wird, daß die Transporte in der Oberschicht gegenüber den Transporten innerhalb des Plumes zu vernachlässigen sind, reduziert sich der Term folgendermaßen

$$\frac{T_{Int}}{\bar{\rho}} = - r u_{pl} \sqrt{u_{pl}^2 + v_{pl}^2} \quad ; \quad u_a, v_a = 0 \quad . \quad (12)$$

Der Reibungskoeffizient  $r$  beträgt für die Bodenreibung  $3.0 \cdot 10^{-3}$  (Junglaus et al. loc. cit.).

### 2.3 Idealisierte Fallstudien

Mit idealisierten Fallstudien soll in diesem Kapitel die Dynamik von Turbidity Plumes, insbesondere die Unterschiede zu 'reinen' TS Plumes, demonstriert und analysiert werden. Der Charakter von Strömungen kann über die antreibenden Kräfte definiert werden. Für 'gravity' Plumes ist die Schwerkraft - über die Druckgradientenkraft - die primär wirkende Kraft, die mit den aus einer Bewegung resultierenden Kräften (Coriolisscheinkraft und Reibungskraft) im Gleichgewicht steht. Dies Gleichgewicht lässt sich, wie in Abbildung 12 dargestellt, in vier verschiedene Zustände gliedern.



**Abbildung 12:** Qualitative Darstellung der Kräfte die im Gleichgewicht auf einen Plume wirken können. Der Plume befindet sich in der Abbildung auf einem von oben nach unten geneigten Hang .

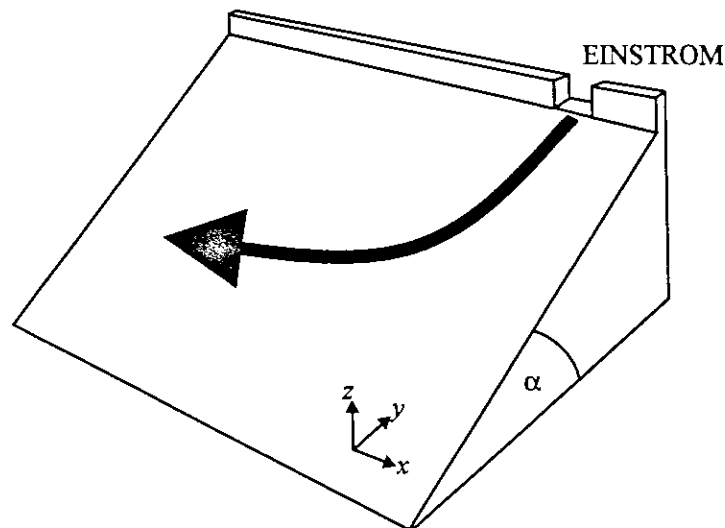
Unter Vernachlässigung der Reibung bewegt sich eine stationäre Strömung auf einem geneigten Hang im geostrophischen Gleichgewicht (Abbildung 12.a). Sie wird von der senkrecht zum Hang ausgerichteten Druckgradientenkraft angetrieben. Die Coriolisscheinkraft, in der nördlichen Hemisphäre in einem Winkel von  $90^\circ$  in Strömungsrichtung nach rechts zeigend, zwingt ein Wasservolumen parallel zum Hang zu strömen. Im quasi-geostrophischen



Gleichgewicht (Abbildung 12.b) wirken drei Kräfte auf eine Strömung. Die zusätzliche dritte Kraft ist die Reibungskraft. Je größer die Geschwindigkeit ist, desto größer ist auch die Reibung, die der Geschwindigkeit entgegengerichtet ist. Da deshalb auch die der Stärke nach zur Geschwindigkeit proportionale Coriolisscheinkraft reduziert wird, kann letztere die Druckgradientenkraft nicht mehr allein balancieren und das Wasservolumen bewegt sich unter einem kleinen Winkel  $\beta$  'quasi'-hangparallel. Mit zunehmender Druckgradientenkraft (Abbildung 12.c) nimmt die Geschwindigkeit des Wasservolumens nicht proportional, sondern langsamer zu, da sie durch die ebenfalls anwachsende Reibungskraft gleichzeitig gebremst wird. Entsprechend nimmt die Coriolisscheinkraft gleichfalls langsamer zu und das Kräftegleichgewicht wird immer mehr von der Druckgradientenkraft und der Reibungskraft dominiert. Nahezu allein von der Schwerkraft angetrieben, bewegt sich das Wasservolumen beinahe senkrecht zum Hang. Mit weiter zunehmender Druckgradientenkraft (Abbildung 12.d) wird der Einfluß der Coriolisscheinkraft vernachlässigbar gering und das Wasservolumen strömt nun ageostrophisch ( $\beta \cong 90^\circ$ ) hangabwärts.

### 2.3.1 Ein Vergleich zwischen TS Plumes und Turbidity Plumes

Die Unterschiede zwischen 'reinen' TS Plumes und Turbidity Plumes werden in einem Experiment mit einer idealisierten, glatten Topographie vorgeführt (Abbildung 13). Die Topographie ist unter einem Winkel  $\alpha = 1^\circ$  von Nord (oben) nach Süd (unten) geneigt. Der Einstrom befindet sich am oberen, nördlichen Rand in 200 m Wassertiefe. Er ist asymmetrisch versetzt, damit das einströmende Wasser Raum hat, um sich unter Einfluß der Corioliskraft auf dem Hang in Strömungsrichtung nach rechts bewegen zu können (durch einen Pfeil angedeutet). Die Rand- und Startbedingungen dieses und der folgenden Experimente sind in Tabelle 3 aufgelistet.

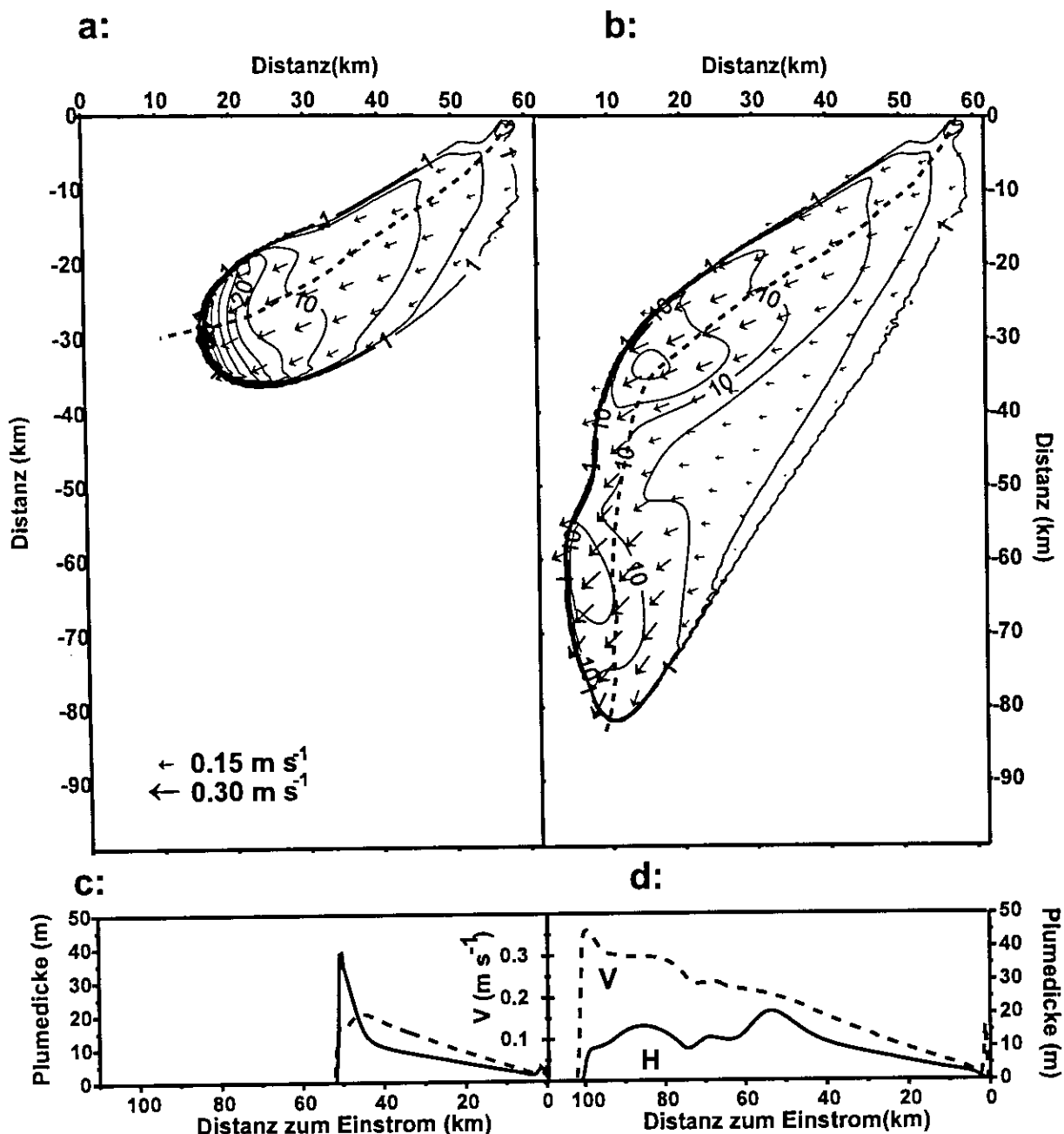


**Abbildung 13:** Die Topographie ist glatt und um einen konstanten Winkel ( $\alpha$ ) geneigt. Die Einstromregion befindet sich am oberen Rand, in Strömungsrichtung gesehen asymmetrisch nach links versetzt.

**Tabelle 3:** Rand- und Startbedingungen für die verschiedenen idealisierten Experimente.

	<i>TS Plume</i>	<i>Turb. Pl.</i>	<i>Turb. Pl.</i>	<i>Turbidity Plume</i>	<i>Turbidity Plume</i>	<i>Turbidity Plume</i>	<i>Turbidity Plume</i>
	homogene Umgebung Kap.2.3.1	homogene Umgebung Kap.2.3.1	Geschichtete Umgebung Kap.2.3.2	a Kap.2.3.2	b Kap.2.3.2	c Kap.2.3.2	Patchiness Kap.2.3.3
Slope $\alpha(^{\circ})$	1	1	2	1	1	1	2
$T_{\text{einstr.}} (^{\circ}\text{C})$	-1.8	-1.8	-1.8	-1.8	1.0	2.0	-1.8
$S_{\text{einstr.}} (\text{PSU})$	35.3	35.3	35.3	35.3	35.15	34.9	35.3
$C_{\text{einstr.}} (\text{g l}^{-1})$	0.0	0.0	0.0	1.0	1.0	1.0	0.1
$C_{\text{boden}} (\text{mm})$	0	1	1	1	1	1	Streifen
$T_a (^{\circ}\text{C})$	-1.0	-1.0	0./2./-1.	0./2./-1.	0./2./-1.	0./2./-1.	-1.0
$S_a (\text{PSU})$	34.9	34.9	34.85/35.1/ 34.9	34.85/35.1/ 34.9	34.85/35.1/ 34.9	34.85/35.1/ 34.9	34.9

**zu Tabelle 3:** In allen Experimenten gleich sind  $\Delta x = \Delta y = 500 \text{ m}$ ,  $\Delta t = 60 \text{ s}$ ,  $C_a = 0.0 \text{ g l}^{-1}$   $f = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .  
Alle Experimente werden nach drei Simulationstagen dargestellt.



**Abbildung 14:** Darstellung gleicher Schichtdicken (m) der Plumes ohne (a.) und mit suspendierten Sedimentpartikeln (b.) nach drei Simulationstagen. Die Pfeile illustrieren Strömungsbetrag und -geschwindigkeit an einigen repräsentativen Gitterpunkten. 14.c+d.: Regionale Verteilung von Schichtdicke und Geschwindigkeit entlang der Mittelachsen der Plumes (gestrichelte Linie in 14.a+b.).

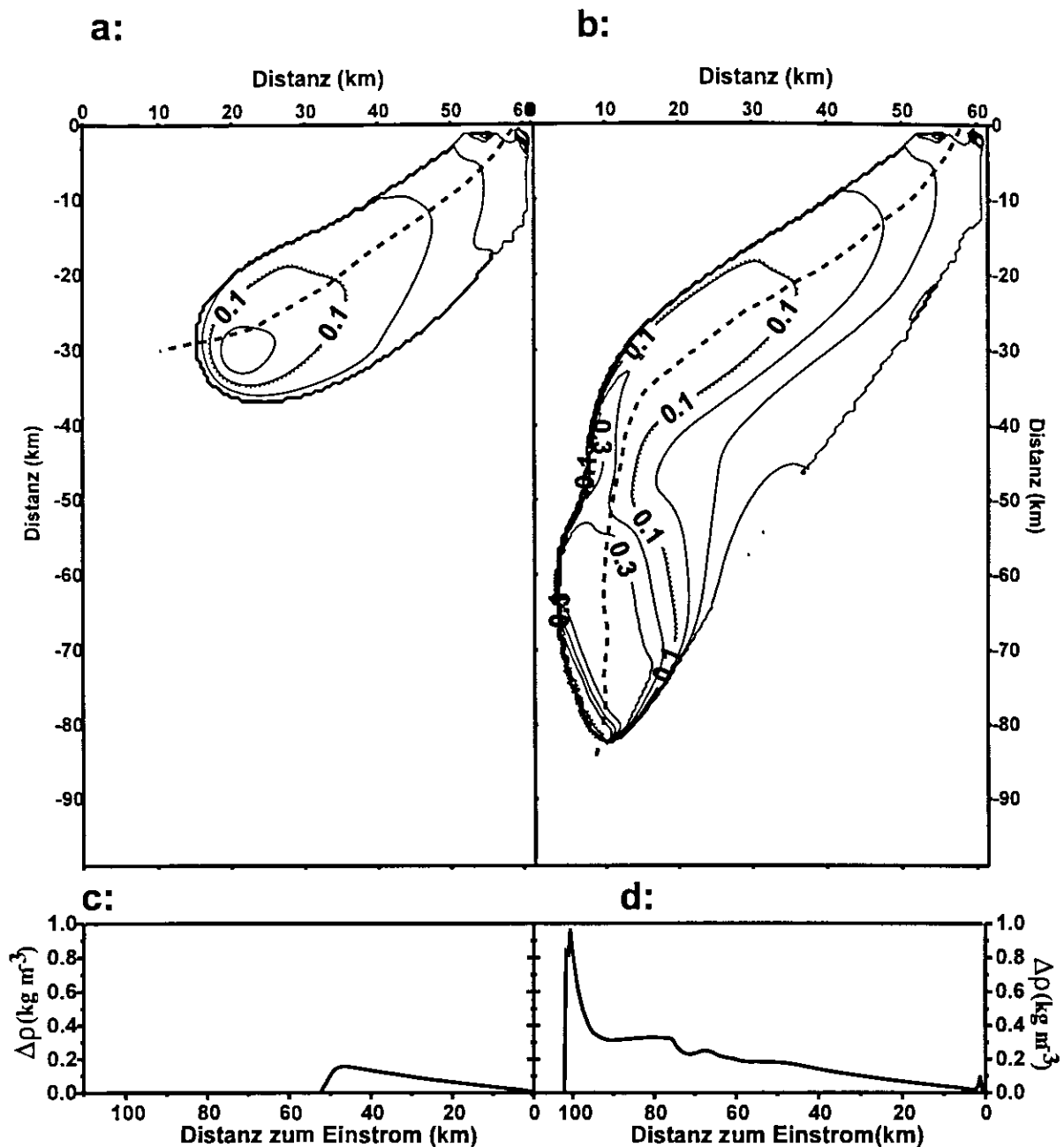
In Abbildung 14 ist die Schichtdicke des Plumes, in Metern über dem Boden, nach drei Simulationstagen dargestellt. Die Pfeile illustrieren Strömungsbetrag und -richtung innerhalb des Plumes; aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden nur einige repräsentative Gitterpunkte dargestellt. An den beiden Achsen sind Entfernungen in Kilometern abgetragen. Während der Dauer des Einstromes (in diesen Experimenten ein Tag) war dessen Höhe (20 m) und

Geschwindigkeit ( $0.1 \text{ m s}^{-1}$ ), und damit auch das einströmende Wasservolumen, in beiden Experimenten gleich. Das einströmende Wasser enthält in beiden Experimenten keine suspendierten Sedimentpartikel. Das umgebende Wasser wird als homogen angenommen.

Auf der linken Seite von Abbildung 14 ist die Schichtdicke eines TS Plumes auf einer Topographie ohne Oberflächensedimente dargestellt. Nachdem er in das Modellgebiet hineingeströmt ist, beschleunigt der TS Plume und bewegt sich zuerst 'quasi-schwerkraft' (Abbildung 12.d) getrieben hangabwärts. Auf seinem Weg entrainiert der TS Plume Wasser aus der Umgebung. Durch den sich dadurch reduzierenden Dichtekontrast, der als Teil des barotropen Druckgradienten (Gleichung 10) die grundlegende antreibende Kraft ist, wird der TS Plume langsamer. In einer Tiefe von ungefähr 500 m unter dem Einstrom überwiegt die Coriolisscheinkraft die Reibungskraft. Das Kräftegleichgewicht hat sich von 'quasi-schwerkraft' angetrieben zu 'quasi-geostrophisch' (Abbildung 12.b) verlagert. Unter einem kleinen Winkel zu den Tiefenlinien strömt der Plume langsam hangabwärts.

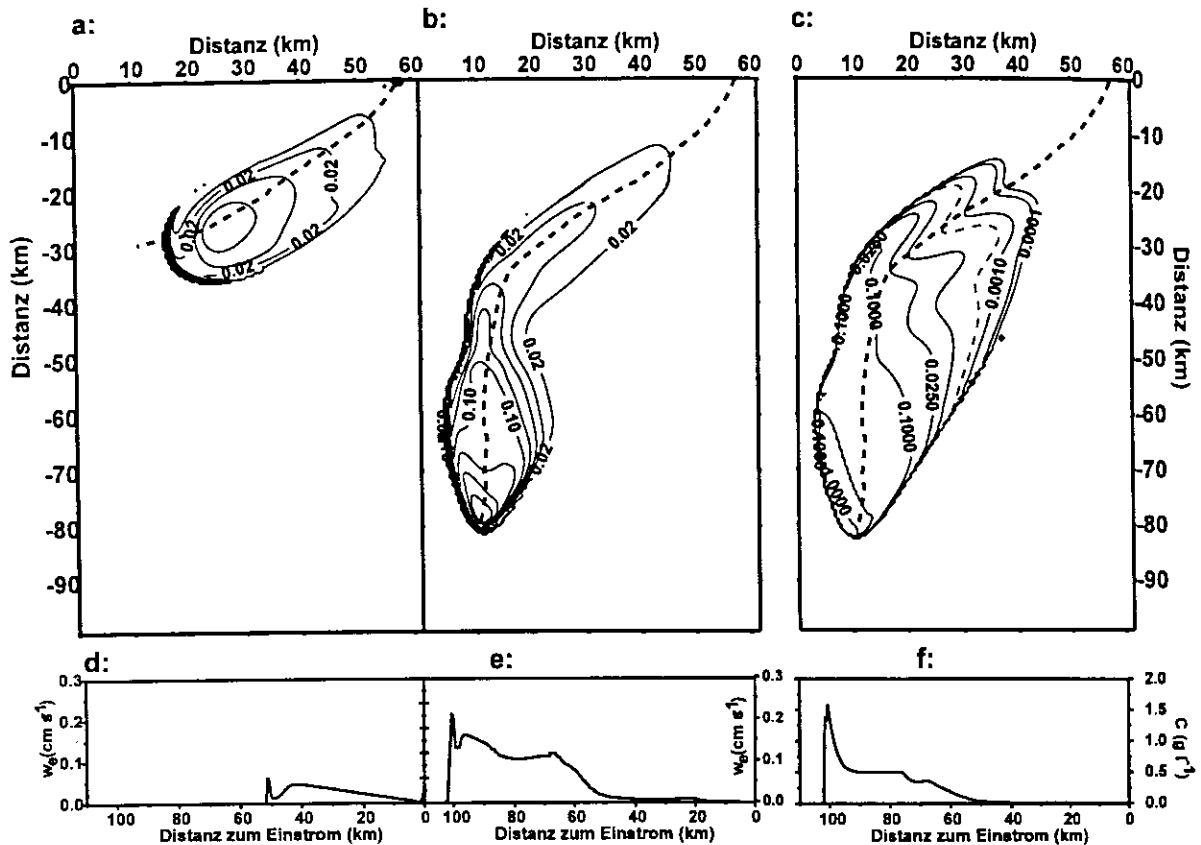
Die Rand- und Startbedingungen der Simulation des Turbidity Plumes (Abbildung 14.b) unterschieden sich von denen der TS Plume Simulation (Abbildung 14.a) nur in einer initialen Schicht von Oberflächensediment ( $1 \text{ mm}$ ,  $50 \% 20 \mu\text{m}$  und  $50 \% 63 \mu\text{m}$ ). In der Nähe des Einstromes ist das Verhalten der beiden Plumes vergleichbar. Später aber, wenn die Geschwindigkeit groß genug ist, beginnt die Erosion der Oberflächensedimente. Dadurch nimmt der Dichtekontrast zu und der Turbidity Plume wird, im Gegensatz zum TS Plume, weiter beschleunigt. Dies geschieht so lange, wie erodierbares Oberflächensediment verfügbar ist. Mit zunehmender Druckgradienten- und Reibungskraft verschiebt sich das Gleichgewicht von 'quasi-schwerkraft' getrieben in Richtung ageostrophisch (Abbildung 12.d). Der Turbidity Plume sinkt, verglichen mit dem TS Plume, viel schneller hangabwärts -  $0.36 \text{ ms}^{-1}$  entgegen  $0.17 \text{ ms}^{-1}$  (Abbildung 14.c) -, dabei ist er gleichzeitig sehr viel dünner -  $20 \text{ m}$  entgegen  $40 \text{ m}$  (Abbildung 14.d)

Abbildung 15 zeigt den Dichtekontrast zwischen den beiden Plumes und dem umgebenden Wasserkörper. Die Unterschiede in dieser Komponente der grundlegenden antreibenden Kraft führen zu den Unterschieden in der Dynamik der Plumes. Der anfängliche Dichtekontrast ist in beiden Experimenten  $0.57 \text{ kg m}^{-3}$ . Innerhalb des TS Plumes sinkt der maximale Dichtekontrast durch das Entrainment von umgebendem Wasser bis auf  $0.17 \text{ kg m}^{-3}$  (Abbildung 15.c).



**Abbildung 15:** Isolinen des Dichtekontrastes  $\Delta\rho$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) des Plumes ohne (a.) und mit suspendierten Sedimentpartikeln (b.) nach drei Simulationstagen. 15.c+d.: Regionale Verteilung von  $\Delta\rho$  entlang der Mittelachse der Plumes (gestrichelte Linie in 15.a+b).

Innerhalb des Turbidity Plumes (Abbildung 15.b), der überwiegend im Kopf Oberflächensediment erodiert, wirkt ein fünfmal höherer Dichtekontrast von ca.  $1 \text{ kg m}^{-3}$  (Abbildung 15.d). Für den hinteren Teil des Plumes - den Rücken - steht kein erodierbares Sediment mehr zur Verfügung. Daher sind die Ergebnisse der beiden Experimente im oberen Bereich des Hanges vergleichbar.



**Abbildung 16:** Isolinien der Geschwindigkeit  $w_e$  (ms<sup>-1</sup>), mit der das umgebende Wasser entrainiert wird, für den Plume ohne (a.) und mit suspendierten Sedimentpartikeln (b.) und die Konzentration  $C$  (g l<sup>-1</sup>) suspendierter Sedimentpartikel (c.) nach drei Simulationstagen. 16.d+e.: Regionale Verteilung von  $w_e$  und  $C$  (f.) entlang der Mittelachse der Plumes (gestrichelte Linien in 16.a-c).

Nach den ersten drei Simulationstagen sind die Geschwindigkeiten, mit denen ambientes Wasser entrainiert wird, in den hinteren Bereichen der Plumes nahe Null und vergleichbar in beiden Experimenten. Signifikante Unterschiede erscheinen im vorderen Bereich der Plumes. Innerhalb des TS Plumes (Abbildung 16.a+d) werden im Kopf Werte bis zu  $0.1 \text{ mm s}^{-1}$  erreicht, wogegen die Werte innerhalb des Turbidity Plumes (Abbildung 16.b+e) mit  $0.24 \text{ mm s}^{-1}$  im und  $0.17 \text{ mm s}^{-1}$  direkt hinter dem Kopf doppelt so hoch sind. Obwohl die Rate für das Entrainment ambienten Wassers für den Turbidity Plume höher als für den TS Plume ist, ist der Dichtekontrast (Abbildung 15.d) des Turbidity Plumes ebenfalls höher als der des TS Plumes. Die Isolinien in Abbildung 16.c, die Konzentrationsverteilung innerhalb des Plumes suspendierter Partikel (g l<sup>-1</sup>) darstellen, liefern die Erklärung. Besonders hohe Werte, die einer Partikelfracht von über  $1.5 \text{ g l}^{-1}$  entsprechen, findet man im Kopf des Plumes (Abbildung 16.f). Im oberen Teil des Plumes nimmt die Konzentration wieder ab. Die Isolinien sind denen des Dichtekontrastes ähnlich, was zeigt, daß das suspendierte partikuläre Material der entscheidende Faktor ist, der den Plume den Hang hinabströmen läßt. Die gestrichelte Linie

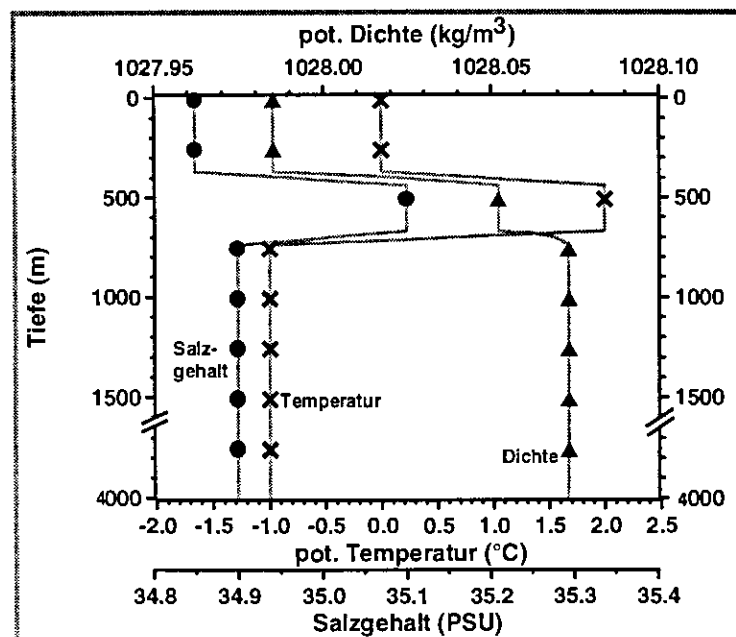
entspricht einer Konzentration von  $25 \text{ mg l}^{-1}$ . Dies ist der Grenzwert zwischen den niedrigeren Konzentrationen innerhalb einer normalen nepheloiden Schicht am Meeresboden (BNL) und den etwas höheren Konzentrationen von Turbidity Plumes mit geringer Dichte (Tabelle 1, Kap. 2.1.1).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß Turbidity Plumes ageostrophisch und nahezu senkrecht zu den Tiefenlinien in die Tiefe strömen. Die Abnahme des Dichtekontrastes durch das Entrainment ambienter Wassermassen wird durch eine Zunahme des Dichtekontrastes durch Erosion und Suspension von Oberflächensedimenten überprägt.

### 2.3.2 Wassermassenformation

Gravity Plumes sind generell an der Tiefenwasserproduktion beteiligt. Wie oben beschrieben, haben Turbidity Plumes eine höhere Dichte, so daß die hangab gerichtete Druckgradientenkraft für sie an Bedeutung gewinnt. Turbidity Plumes können daher schneller und tiefer in die Tiefsee eindringen als TS Plumes. Dabei transportieren sie ein aus dem Ursprungsgebiet stammendes und unterwegs durch das Entrainment von Umgebungswasser modifiziertes charakteristisches Temperatur- und Salzgehaltssignal in die Tiefe. So können verschiedene Tiefenwasser produziert werden, die sich in einem TS Diagramm (Abbildung 18) deutlich unterscheiden lassen.

In der zugrundeliegenden Simulation ist der umgebende Wasserkörper vertikal geschichtet (Abbildung 17). Die vertikale TS Verteilung wurde an typische Bedingungen nahe des Schelfs und Kontinentalhangs südlich von Svalbard angepaßt (**Jungclaus et al. 1995**). Desweiteren sind die Start- und Randbedingungen dieselben wie in den vorherigen Experimenten (Tabelle 3, Abbildung 14-16).

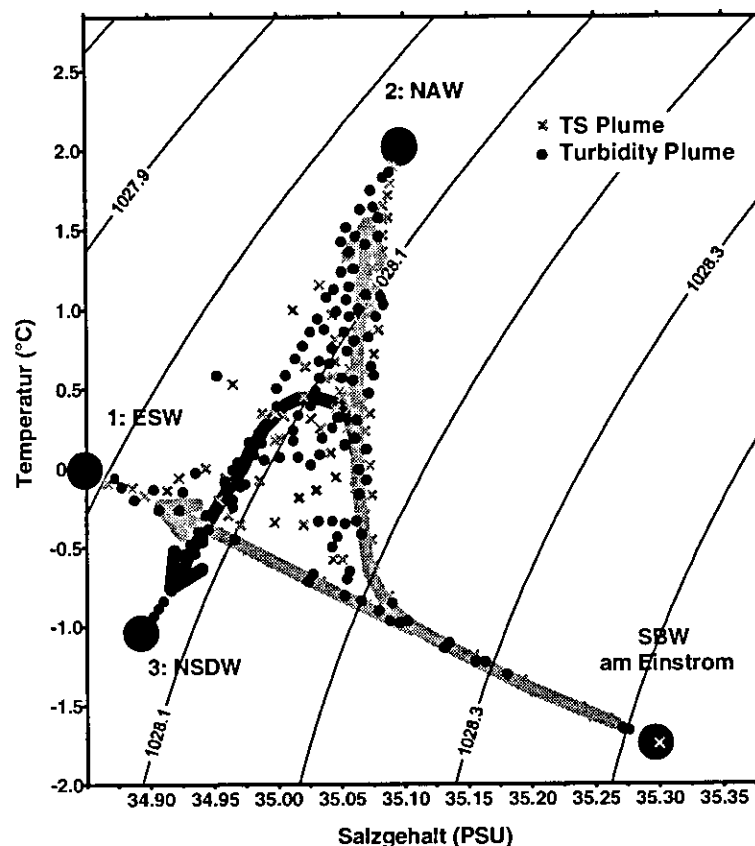


**Abbildung 17:** Schichtung eines idealisierten Wasserkörpers in Anlehnung an die Region südlich Spitzbergens (**Jungclaus et al. 1995**).

Wieder werden die Ergebnisse nach drei Simulationstagen gezeigt (Abbildung 18). Graue Kreuze zeigen die Ergebnisse der TS Plume Simulation, schwarze Punkte die der Turbidity Plume Simulation. Der TS Plume besteht anfänglich aus sehr kaltem und salzreichem

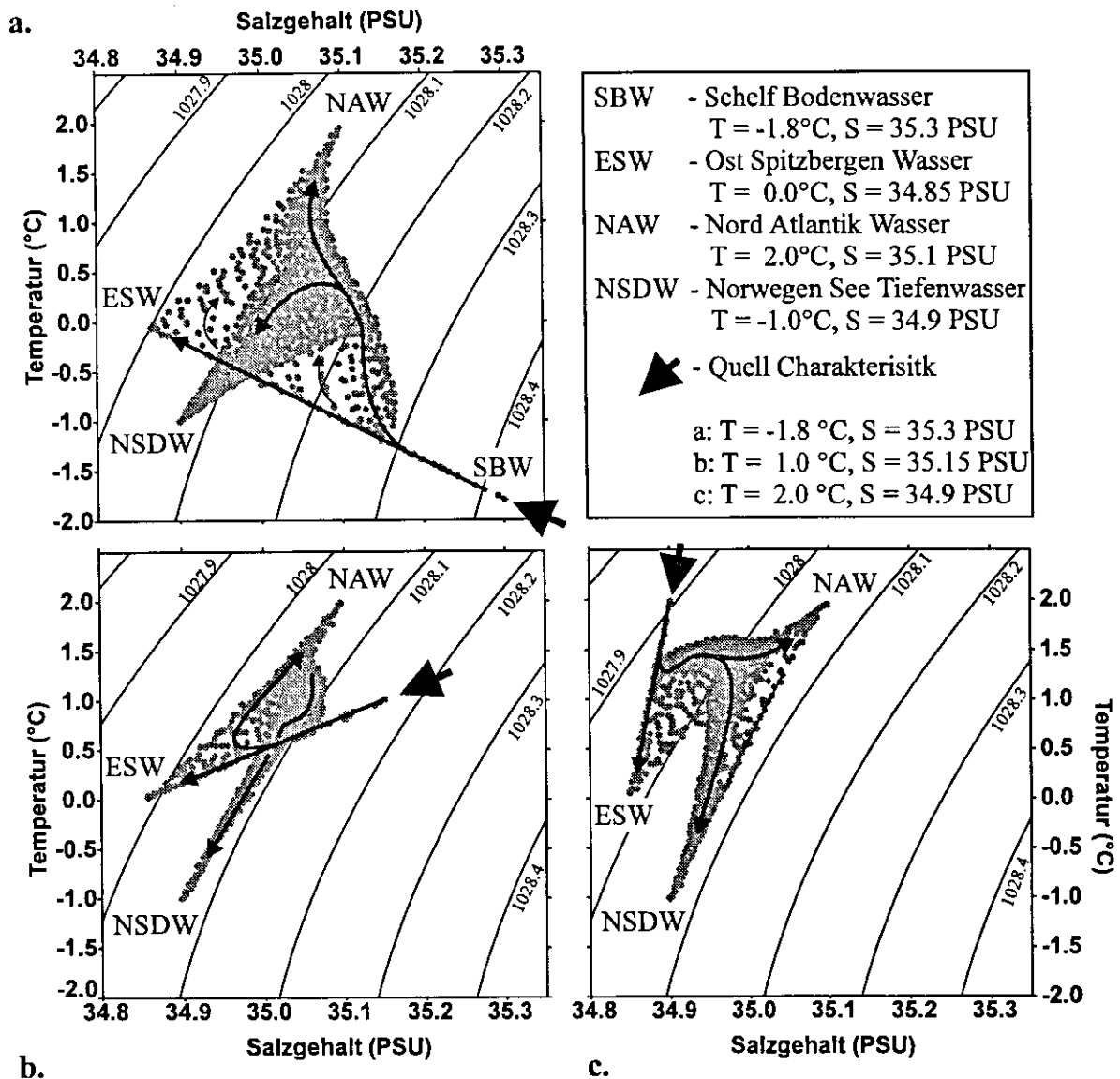


Schelfbodenwasser ( $T = -1.8^{\circ}\text{C}$ ,  $S = 35.3\text{ PSU}$ ). Auf seinem Weg den Hang hinab entränt der Plume (graue Pfeile in Abbildung 18) zuerst kaltes und salzarmes polares Wasser (Ost Spitzbergen Wasser - ESW,  $T = 0^{\circ}\text{C}$ ,  $S = 34.85\text{ PSU}$ ). Später, in einer Tiefe zwischen 400 m und 700m, erreicht und entränt er das sehr viel wärmere und auch wieder salzreichere Nordatlantische Wasser (NAW -  $T = 2^{\circ}$ ,  $S = 35.1\text{ PSU}$ ). In diesem Experiment erreicht der TS Plume das Tiefenwasser der Norwegischen See (NSDW) nicht. Im Gegensatz dazu sinkt der Turbidity Plume (schwarzer Pfeil und Punkte), nachdem er das ESW und NAW passiert hat, tief genug um das kalte und salzarme NSDW ( $S = 34.9$ ,  $T = -1^{\circ}$ ) zu erreichen. In dem Modell kann sich die TS Charakteristik des NSDW nicht verändern, da die Vermischung der beiden Wasserkörper als ein egoistischer Prozeß des Plumes in dem Modell implementiert ist (Kap. 2.2.1). Bei einer beidseitigen Vermischung würden die Turbidity Plumes in dieser Simulation das NSDW erwärmen und den Salzgehalt erhöhen. Neben der Tiefe, die der Turbidity Plume in dieser Simulation erreicht, ist die Geschwindigkeit, mit der er in den tiefen Ozean eindringt, der entscheidende Unterschied zu dem TS Plume. Der Turbidity Plume hat das NSDW schon nach drei Tagen erreicht, der TS Plume nicht.



**Abbildung 18:** Simulierte TS Charakteristiken der Plumes nach drei Tagen, mit suspendierten Partikeln (graue Kreuze) und ohne (schwarze Punkte). SBW - Schelfbodenwasser, ESW - Ost Svalbard Wasser, NAW - Nord Atlantisches Wasser, NSDW - Tiefenwasser der Norwegischen See. Die Pfeile zeigen die unterschiedliche Entwicklungshistorie an.

Zusammenfassend lässt sich sagen, daß mit Partikeln beladene Plumes die Bodenwassermassen von den flachen Schelfen direkt in die tiefen Schichten des Ozeans injizieren können und daß sie Tiefenwassermassen nahezu unverzüglich produzieren können. TS Plumes brauchen dagegen sehr viel mehr Zeit, um die Tiefsee zu erreichen, wenn sie es überhaupt schaffen. Verglichen mit der Simulation des 'Svalbard Outflows', in der ein TS Plume in 40 Tagen von der Schelfkante bis in eine Wassertiefe von 2500 m strömt (Junglaus et al. loc. cit.), sind Turbidity Plumes zehnmal schneller als TS Plumes.



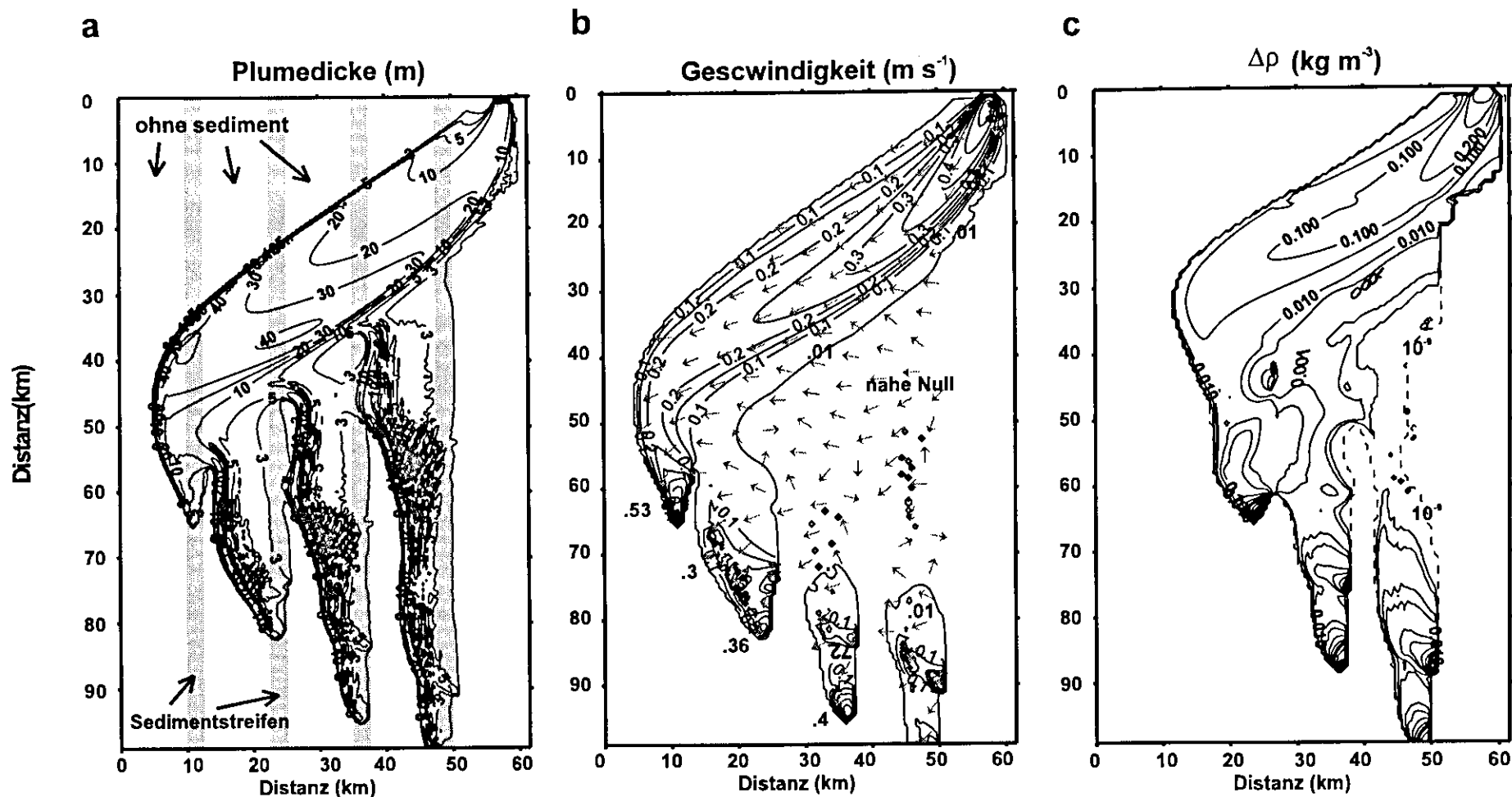
**Abbildung 19:** TS Diagramme für Ursprungwassermassen mit verschiedenen Charakteristika.

In weiteren Experimenten (Turbidity Plume a,b und c in Tabelle 3) wurden die TS Charakteristiken der ursprünglichen Wassermasse des Turbidity Plumes variiert (Abbildung 19). In den folgenden Experimenten sind initial suspendierte Partikel im Plume enthalten. Die

initiale Konzentration wurde dabei gleich angenommen. Sie ist mit  $C = 1 \text{ g l}^{-1}$  relativ hoch um sicherzustellen, daß für die Turbidity Plumes, deren flüssige Phase initial leichter ist als das Umgebungswasser, eine stabile Schichtung vorliegt. Der Hang ist wieder mit einer initialen Sedimentschicht (1 mm) bedeckt. Die grauen Punkte geben die Temperatur- und Salzgehaltsverteilung im Plume an. Die großen schwarzen Pfeile weisen auf die ursprüngliche Charakteristik der Turbidity Plumes hin. Die dünneren schwarzen Pfeile deuten die verschiedenen Vermischungswege an. Abbildung 19.a entspricht der oben vorgestellten Turbidity Plume Simulation (jetzt mit  $C_{\text{init}} = 1 \text{ g l}^{-1}$ ) und wird hier noch einmal zum Vergleich dargestellt (Beschreibung siehe oben). Die anfängliche TS Charakteristik zu diesen Experimenten ist ebenfalls in Abbildung 19 aufgelistet. In Experiment b. wurde die Temperatur von  $-1.8^{\circ}\text{C}$  auf  $+1.0^{\circ}\text{C}$  angehoben und der Salzgehalt von 35.3 PSU auf 35.1 PSU gesenkt. Mit diesen Werten ist das ursprüngliche Wasser des Plumes immer noch dichter als die beteiligten ambienten Wassermassen. Im dritten Experiment (c) wurde die initiale Turbidity Plume TS Charakteristik drastisch verändert. Die Temperatur wurde auf  $2^{\circ}\text{C}$  erhöht und der Salzgehalt auf 34.9 PSU herabgesetzt, so daß die resultierende Dichte der flüssigen Phase ( $\rho(S,T,P,0)$  des Turbidity Plumes mit  $1027,9 \text{ kg m}^{-3}$ ) geringer ist als die der beteiligten ambienten Wassermassen ( $> 1028,1 \text{ kg m}^{-3}$ ). Die Volumendichte  $\rho(S,T,P,C)$  des Turbidity Plumes beträgt  $1029,1 \text{ kg m}^{-3}$ ; die Schichtung ist weiterhin stabil. Aufgrund der vertikalen Struktur des ambienten Wasserkörpers, ist die Reihenfolge des Einmischens der ambienten Wassermassen in allen drei Experimenten gleich. Alle drei Turbidity Plumes entrainen zuerst in einer Tiefe  $< 400 \text{ m}$  ESW, danach zwischen 400 und 700 m Wassertiefe NAW und zuletzt in Tiefen  $> 700 \text{ m}$  NSDW. In den beiden Fällen a und b erreicht der Plume die Charakteristik des Tiefenwassers der Norwegischen See. Prinzipiell ist dies auch ohne Sediment möglich, da in beiden Fällen die initiale Dichte, allein durch Temperatur und Salzgehalt  $\rho(S,T,P,0)$ , höher als die ambiente Dichte ist. Die Vermischung dauert dann allerdings länger als drei Tage (wie oben erläutert). Im dritten Experiment kann der reine TS Plume niemals die Pyknoklinen zwischen ESW und NAW und zwischen NAW und NSDW durchdringen, da die initiale Dichte ohne die suspendierten Partikel nicht hoch genug ist. Unter dem Einfluß der Dichtezunahme durch suspendierte Partikel dagegen kann der Turbidity Plume sehr wohl große Tiefen erreichen und sich mit dem Tiefenwasser der Norwegischen See vermischen.

### 2.3.3 Sedimentpatchiness

Turbidity Plumes können durch Unregelmäßigkeiten in der Verteilung der Oberflächensedimente (Patchiness) stark beeinflusst werden. Die Plumes können in einzelne Teile aufgespalten werden, in einen quasi-geostrophischen 'Mutter'-Plume und in ageostrophische Abkömmlinge ('Off-spins'). Der Aufbau des nächsten Experiments (Tabelle 3), das eine solche Teilung beschreibt, unterscheidet sich von den vorherigen nur durch einen konstanten Einstrom über die gesamte Simulationsdauer und durch die initiale Patchiness des Oberflächensediments. Alle zehn Kilometer befindet sich ein 2.5 km breiter und 1 mm dicker Sedimentstreifen auf dem Meeresboden. Diese Streifen sind senkrecht zu den Tiefenlinien ausgerichtet. In Abbildung 20.a sind die Linien gleicher Schichtdicke des Plumes dargestellt. Am Einstrom verhält sich der Plume, der anfänglich keine Sedimentpartikel transportiert, wie ein TS Plume (vgl. Abbildung 14). Wenn der Plume den ersten Sedimentstreifen erreicht, werden die Sedimentpartikel vom Kopf des Plumes erodiert und suspendiert. Dadurch schwer geworden, stürzt der Kopf den Hang tropfenförmig und ageostrophisch hinab. Dabei wird er durch den Sedimentstreifen geführt, an dem entlang er sich in die Tiefe bewegt. Der folgende Teil des Plumes findet an dem ersten Streifen kein Sediment mehr vor, so daß er quasi-geostrophisch weiterströmt, bis er den nächsten Sedimentstreifen trifft und wiederum der Kopf ageostrophisch den Hang hinabströmt. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, wie Sedimentstreifen in die Topographie des Modells implementiert sind, und solange, bis der Mutter-Plume zu langsam geworden ist, um Sedimentpartikel erodieren zu können. Die ageostrophischen Tropfen in Abbildung 20 unterscheiden sich in Raum und Zeit. Der Tropfen am linken Bildrand ist der jüngste und der am rechten der älteste. Die Tropfen sind sehr schmal, entsprechend der Breite des Sedimentstreifens, und im Gegensatz zu den TS Plumes, die einen hohen Kopf und einen flachen Rücken haben, haben sie einen flachen Kopf und einen hohen Rücken: In diesem Experiment 10 m im Kopf der Tropfen und um 30 m dahinter. Die wellenartigen Strukturen auf dem Rücken der Tropfen, die keinen entscheidenden Einfluß auf die grundsätzliche Dynamik des Prozesses haben, sind auf numerische Dispersion zurückzuführen und können durch entsprechende, allerdings rechenzeitintensive, numerische Verfahren eliminiert werden (**Rubino pers. Mitt.**). Die Form der Tropfen ist durch ihre Dynamik bestimmt. Abbildung 20.b zeigt das zu diesem Experiment gehörige Geschwindigkeitsfeld. Die Konturlinien sind die Linien gleichen Geschwindigkeitsbetrages. Die Pfeile geben die Richtung an einigen repräsentativen Gitterpunkten an. Im oberen Teil sinkt der Plume den Hang mit Geschwindigkeiten von  $0.2 \text{ ms}^{-1}$  langsam, quasi-geostrophisch hinab.



**Abbildung 20:** Isolinen der Schichtdicke (a.), Geschwindigkeit (b.), und des Dichtekontrastes (c.) nach drei Simulationstagen. Die Pfeile kennzeichnen die Strömungsrichtung an einigen repräsentativen Gitterpunkten. Der Hang ist mit 1 mm dicken Oberflächensedimentstreifen ausgestattet. (graue Streifen in a.). Die Hangneigung beträgt 2°. Initial sind keine Partikel suspendiert ( $C_{\text{mit}} = 0 \text{ g l}^{-1}$ ).

Die älteren Tropfen haben sich dynamisch vom Mutter-Plume getrennt und sinken den Hang sehr schnell, mit momentanen Geschwindigkeiten von bis zu  $0.4 \text{ ms}^{-1}$ , und ageostrophisch hinab. Die Regionen oberhalb der Tropfen sind mit Geschwindigkeiten unter  $0.05 \text{ cms}^{-1}$  sehr viel weniger energetisch. Zusätzlich bewegen sich die Tropfen in diesen Bereichen in verschiedene Richtungen, teilweise sogar wieder hangaufwärts. Der Dichtekontrast (Abbildung 20.c) ist nahe Null und die Trägheit überwiegt die antreibenden Kräfte. Durch den homogenen umgebenden Wasserkörper kann der Dichtekontrast nicht negativ werden, die hydrostatische Approximation ist also erfüllt. Die Tropfen können bildlich mit einem Auto in der Wüste, das eine Staubwolke hinter sich herzieht, verglichen werden.

### 3 Reale Anwendung des Modells auf das 'Kveitehola-Szenario'

Am Meeresboden produzieren Turbidity Plumes typische sedimentologische Abbilder. Im zweiten Teil dieser Arbeit wird das Turbidity Plume Modell mit einer realistischen Simulation an einem Hochakkumulationsgebiet validiert. Dazu werden in Kapitel 3.1, neben den nötigen sedimentologischen Grundlagen, Messungen aus dem Arbeitsgebiet vorgestellt. In Kapitel 3.2 wird das Turbidity Plume Modell auf der realistischen Topographie der Kveiteholaregion angewandt. In Kapitel 3.3 werden interne Wellen als ein weiterer Prozeß untersucht, der an der Erosion der Oberflächensedimente am oberen Kontinentalhang beteiligt ist.

#### 3.1 Sedimentologie

Die Oberflächensedimente entlang der kontinentalen Ränder des Europäischen Nordmeeres und auf dem angrenzenden Barents Schelf unterscheiden sich nicht nur durch einen höheren Gehalt an terrigenen Partikeln von den Sedimenten der tiefen Becken, sondern auch durch eine größere Variabilität und größere Mächtigkeit des Sedimentkörpers (Vogt 1986). Neben dem vertikalen (autochthon) Sedimenteintrag werden sie sehr stark von lateralen (allochthon) Transportprozessen beeinflusst. Sowohl distale als auch proximale Turbidite sind eine häufige Textur in Sedimentkernen des Europäischen Nordmeers.

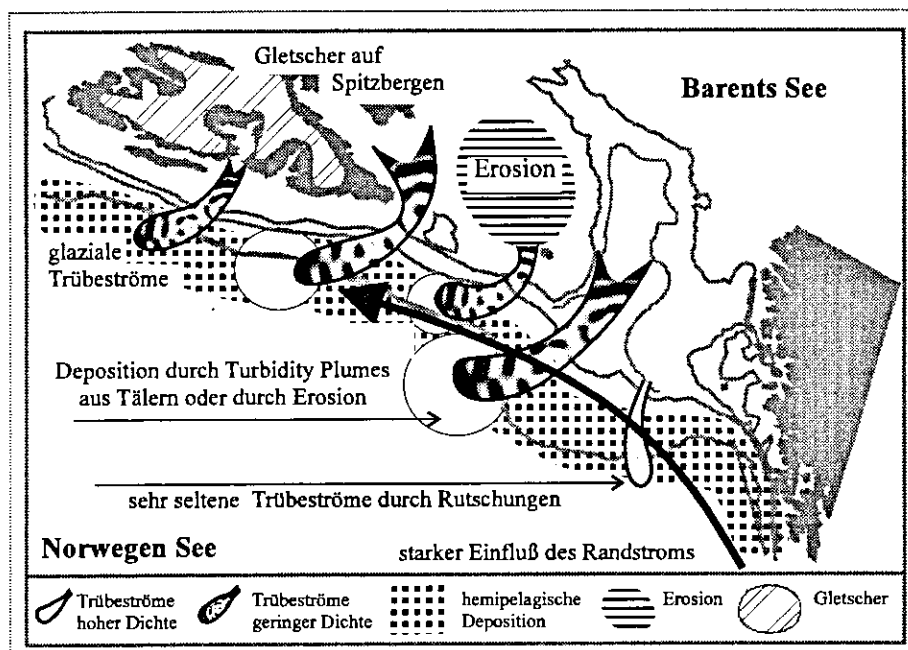


Abbildung 21: Trübestrome am Barents See Kontinentalhang im Holozän.

Im allgemeinen wird Sediment in den flachen Bereichen erodiert und in tieferen Regionen wieder deponiert. Zusätzlich werden die Schelfregionen durch fluvialen und/oder glaziomarinem Sedimenteintrag beeinflusst. Die beteiligten Prozesse auf dem Barents Schelf und in der angrenzenden Norwegischen See sind in Abbildung 21 für das Holozän schematisch skizziert.

Zur Validierung des Turbidity Plume Modells wurde ein Arbeitsgebiet ausgewählt, in dem ausreichende Informationen über die submarine Topographie und die holozäne Sedimentverteilung vorliegen sowie der rezente sedimentologische Record nicht durch Eisbergtransport verfälscht oder durch Rutschungen (debris flow) zerstört ist. Dieses Modellgebiet liegt nordwestlich der Bäreninsel in der westlichen Barents See und am angrenzenden Kontinentalhang (Abbildung 1).

### 3.1.1 Regionale Sedimentverteilung in der westlichen Barents See

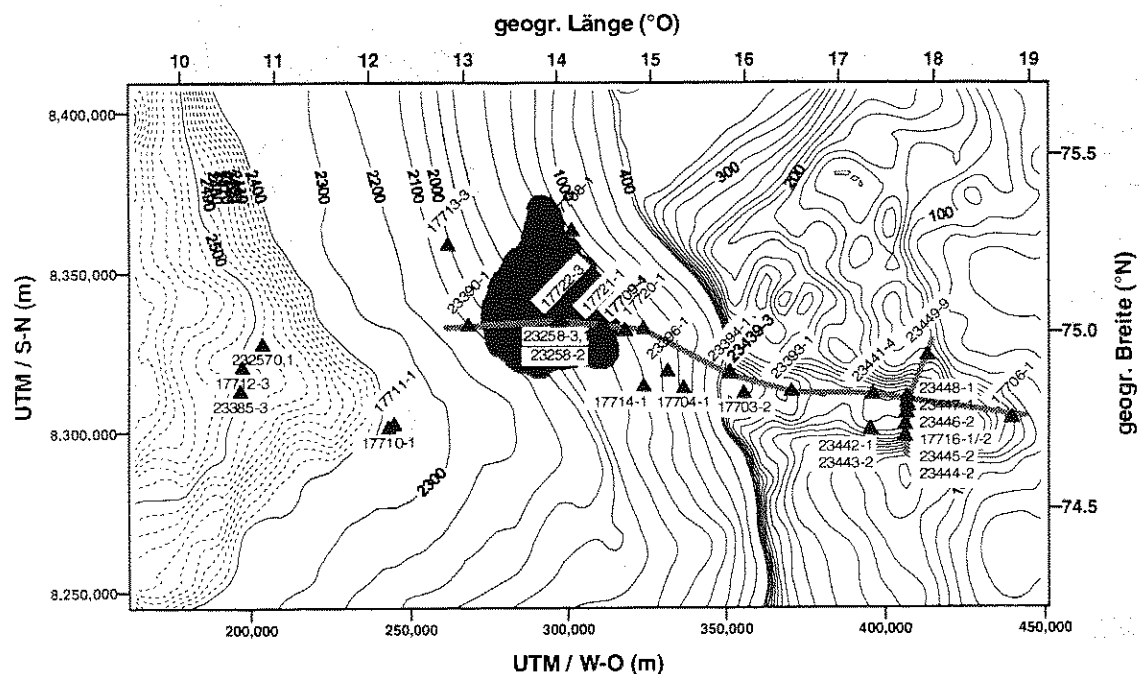
Die regionale Verteilung der Oberflächensedimente in der westlichen Barents See wird detailliert bei Elverhøi und Solheim (1983b) und Pfirman (1985) beschrieben. Der Sedimentkörper auf dem Barents Schelf ist glazial geprägt. Während der letzten maximalen Vereisung (spätes Weichselglazial) waren die flachen Bereiche (< 300 m) vermutlich eisbedeckt (Pfirman 1985). Der Eisschild erstreckte sich in weiten Bereichen bis zur Schelfkante, den Bäreninsel Trog ausgenommen. Seitdem (10.000 J.v.h.) wird der Schelf dagegen durch eine offene Meeresoberfläche geprägt, was mit einer Aufbereitung der glazialen Sedimente auf den flachen Bänken und langsamer Deposition in den tieferen Bereichen einhergeht. Dementsprechend nimmt die postglaziale Sedimentbedeckung mit der Tiefe zu (Wagner 1993), sie beträgt im Mittel 15 m und reicht von teilweise freiliegendem Grundgestein auf den flachen Bänken bis zu maximalen Mächtigkeiten (500 m) in den tiefen Rinnen (Bäreninsel Trog).

In der Barents See herrschen demnach verschiedene Sedimentarten vor, die jeweils durch überwiegende Erosion oder Deposition entstanden sind. In den flachen Bereichen der Spitzbergen Bank findet sich ein Gemisch aus kies- und sandkorngroßen Sedimentpartikeln. 80-90 % der dortigen Sedimente bestehen aus Muschelfragmenten, deren Größe mit der Wassertiefe zunimmt (Elverhøi und Solheim 1983b), was auf stärkere Zerstörung der Muscheln in den flacheren Bereichen hinweist. Durch starke Strömungen (Gezeiten siehe Kap. 2.1.3.1) werden kleinere Partikel (Quarz oder Karbonat) erodiert. Diese Kornfraktion wird

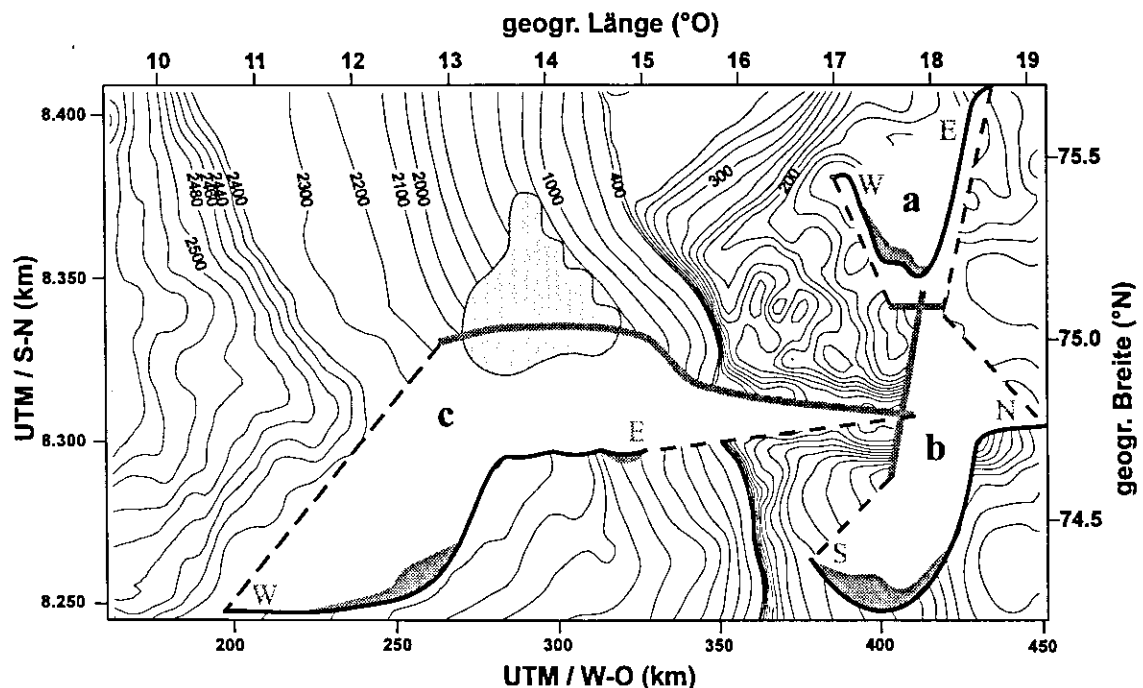


ebenfalls in größeren Tiefen (300 - 400 m), allerdings nur lokal begrenzt, angetroffen. So zum Beispiel am Südhang der Spitzbergen Bank, wo Strömungen und Eddies an der Polarfront zur Erosion beitragen. In den tieferen Bereichen des Barents Schelfs (tiefer 250 m), wie der Storfjord Renna, dem Bäreninsel Trog und den tieferen Becken im Nordosten der Barents See, dominieren Tone und sandige Tone die postglazialen Sedimente (**Pfirman 1985**). Diese Gebiete werden als Depozentren des von den flachen Bänken exportierten feinen Materials angesehen. Die prinzipielle und im wesentlichen tiefenbezogene Beschreibung der Oberflächensedimente muß allerdings im Detail modifiziert werden. So finden sich in Abhängigkeit von der Topographie Depozentren in Mulden und Trögen auch auf den flachen Bänken. Erosionsrinnen ziehen sich von den flachen Bänken weit bis in die tieferen Bereiche. Neben diesen Rinnen und dort, wo diese in den tiefen Ozean münden, finden sich Depozentren mit hohem Anteil feinkörniger Sedimente (**Rumohr 1993**).

Zahlreiche Sedimentecholotprofile (3,5 kHz) aus dem Kveitehola Tal (**Rumohr 1993**) liefern ein Bild der regionalen Mächtigkeiten des holozänen Sedimentkörpers. Das Kveitehola Tal wurde von Rumohr und Blaume (**1996**) detailliert sedimentologisch studiert. Korngrößenanalysen an kurzen Sedimentkernen (40 - 75 cm) aus den Exportgebieten, vom Transportweg und vom Depozentrum (Abbildung 22) vervollständigen das Bild der regionalen Sedimentverteilung.



Im Flachen beginnend, lassen sich die sedimenttransportierenden Prozesse über ihr sedimentologisches Abbild qualitativ rekonstruieren. Im 'Nord' Tal (Abbildung 2) liegt ein asymmetrisches Kissen holozäner Sedimente (Abbildung 23.a). Wie bei einer Schüttung zieht es sich den Westhang (Gegenhang) des Tals hoch, wogegen es vom Osthang durch eine Rinne, mit geringerer Mächtigkeit der postglazialen Sedimente, getrennt wird. Sedimenttransportierende Wassermassen aus dem Osten strömen von der Spitzbergen Bank in das 'Nord' Tal, deponieren einen Teil ihrer Fracht am westlichen Gegenhang und strömen lokal erodierend nach Süden in das Kveitehola. Im inneren Kveitehola (Abbildung 23.b), das durch mehrere Moränen (siehe Kap.2.1.2) in einzelne bis zu 320 m tiefe Becken aufgeteilt wird, liegt ein bis zu 40 m mächtiges nacheiszeitliches Sedimentkissen (15 m Holozän), das vergleichbar zum 'Nord' Tal strukturiert ist. Am Gegenhang (hier im Süden) ist der Sedimentkörper mächtiger als am Fuß des nördliche Hanges (unterhalb des 'Nord' Tals), wo es eine Rinne mit geringeren Mächtigkeiten gibt. Sedimentbeladenes Wasser, das aus dem 'Nord' Tal in das Kveitehola kaskadiert, kann die Fracht erst am Gegenhang deponieren, wo sich die Strömung verlangsamt. Gleichzeitig beginnt es am Nordrand des Kveitehola Tals als Konturströmung nach Westen zu strömen. In der Rinne am Fuß des Nordhanges findet lokal Erosion statt.

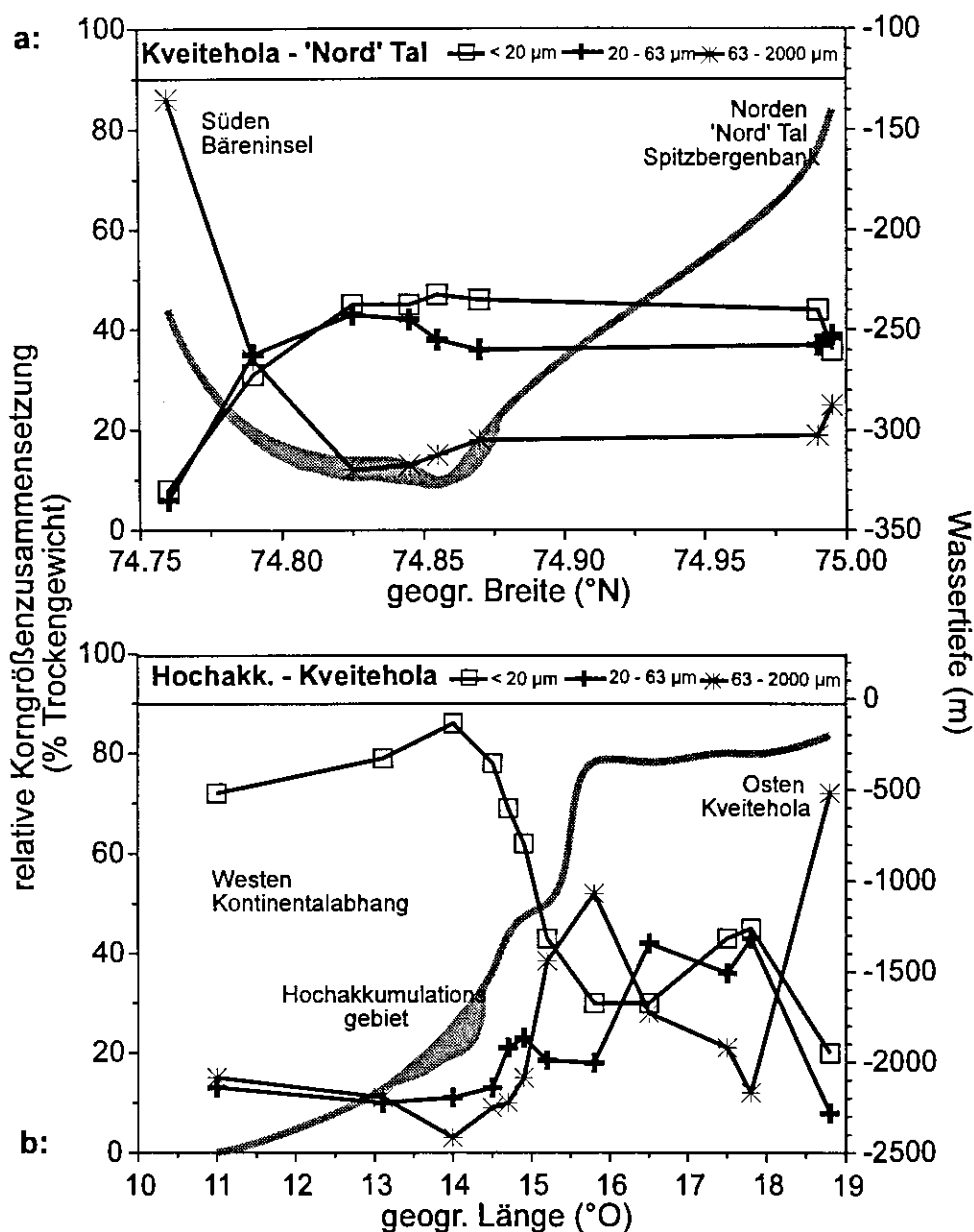


**Abbildung 23:** Lage und schematische Darstellung der 3,5 kHz Sedimentecholotprofile (Rumohr, unveröffentlichte Daten). a: 'Nord'-Tal (Westost Profil), b: Inneres Kveitehola Tal (Nordsüd Profil), c: durch das Kveitehola Tal und den Kontinentahang hinab (Westost Profil). Graue Linien - Profile, schwarze Linien - Topographie auf den Profilen, gestrichelte Linien verbinden Profilanfang oder -ende mit der jeweiligen Topographie. Graue Flächen - Sedimentmächtigkeit, hellgraue Fläche - Hochakkumulationsgebiet.

Während das Wasser zur Schelfkante strömt, wird feines - toniges - Sediment in der Rinne erodiert. Gröberes - sandiges - wird nicht erodiert; es bilden sich Restsedimente. Der obere Kontinentalhang, den das Wasser hinab kaskadiert, ist bis in eine Tiefe von ca. 1300 m von Restsedimenten bedeckt (Vorren et al. 1989, Vorren et al. 1996). Am flacheren Fuß des Hanges wird die Sedimentfracht deponiert. In einer Tiefe zwischen 1300 m und 2000 m erstreckt sich WNW-lich des Kveiteholas ein Gebiet hoher Akkumulation feiner Sedimente (Abbildung 23.c). Die Mächtigkeit der Sedimente der letzten Termination und des Holozäns ist in diesem Hochakkumulationsgebiet, gegenüber der direkten Nachbarschaft in gleicher Tiefe, um ein Vielfaches erhöht. Im Gegensatz zu den gewaltigen 'debris flows', die man gewöhnlich am Kontinentalhang vor dem Bäreninsel Trog findet, sind die Sedimente dort stratigraphisch gut erhalten. Maximale Mächtigkeiten der holozänen Sedimente von bis zu vier Metern werden schon knapp unter der oberen Grenze des Hochakkumulationsgebietes zwischen 1450 m und 1550 m Wassertiefe erreicht. Die horizontale Ausdehnung des Hochakkumulationsgebietes beträgt im Durchmesser ca. 40 km.

Die Interpretation der Transportprozesse, die auf der Mächtigkeit des holozänen Sedimentkörpers basiert, deckt sich gut mit granulometrischen Untersuchungen. Die durchschnittliche, lokal gemittelte Korngrößenzusammensetzung (Abbildung 24) wurde in zwei Profilen untersucht, vom 'Nord' Tal ausgehend durch das Kveitehola und vom inneren Kveitehola bis zum Hochakkumulationsgebiet (Abbildung 22). Die beiden südlichen Kernproben ausgenommen, nimmt der Sandgehalt (63 - 2000  $\mu\text{m}$ ) vom Nordtal bis ins Kveitehola ab und der Grobsilt (20 - 63  $\mu\text{m}$ ) zu (Abbildung 24.a). Der Anteil an Feinsilt und Ton ist nahezu konstant. Größere Partikel werden im oberen 'Nord' Tal proximal deponiert. Die leichtere Grobsiltfraction wird weitertransportiert, so daß ihr Gehalt im inneren Kveitehola distal zunimmt. Feinsiltige und kleinere Partikel werden über das ganze Profil (< 50 %) gleichmäßig verteilt, was darauf hinweist, daß sie im wesentlichen noch nicht abgelagert und weitertransportiert werden. Die beiden südlichen Stationen fallen aus dieser Betrachtung heraus, da der dortige hohe Grobsiltgehalt auf Restsedimentbildung durch andere, von der Bäreninsel beeinflusste Prozesse schließen läßt. Durch die Kombination von Topographie und Hydrographie des Kveitehola Tals werden Partikel > 20  $\mu\text{m}$  bevorzugt abgelagert. Noch deutlicher wird dies Ergebnis auf dem Ost-West Profil durch das Kveitehola und den angrenzenden Kontinentalhang hinab (Abbildung 24.b). Hohe Sandgehalte (63 - 2000  $\mu\text{m}$ ) kennzeichnen Gebiete mit Restsedimentbildung (Erosion) am oberen Hang (15.2° O), an der Schelfkante (15.7° O) und im östlichen Kveitehola (18.8° O). Am unteren Hang (11 - 13° O)

sind die größeren Partikel lokal biologisch produziert (hemipelagische Sedimentation - Foraminiferen und Schwammnadeln). Hohe Grobsiltgehalte (20 - 63  $\mu\text{m}$ ) finden sich entweder als Restsediment oder als beginnende Deposition im inneren Kveitehola (11 - 18° O) und knapp oberhalb des Hochakkumulationsgebietes (14.7 - 15° O). Das Oberflächensediment des Hochakkumulationsgebietes besteht hauptsächlich aus homogenem feinkörnig siltigem Schlamm (80 % < 20  $\mu\text{m}$ ) mit einem geringen Anteil an Sandpartikeln (< 5% > 63  $\mu\text{m}$ ) (GIK23258, Blaume 1992).



**Abbildung 24:** Relative, über die oberste sedimentologische Einheit gemittelte Korngrößenzusammensetzung des Oberflächensedimentes auf einem Nordsüd Profil vom 'Nord' Tal ins Kveitehola (a.) und auf einem Ost-West Profil durch das Kveitehola und den Kontinentalhang hinab (b.). Lage der Profile in Abbildung 22. (Rumohr 1993)

Hier ist die Sandfraktion wiederum teilweise biologisch produziert. Mit einem Durchmesser von ungefähr 40 km liegt das Zentrum der holozänen Akkumulation in einer Wassertiefe zwischen 900 m und 1800 m bei 75° N Breite und 14° E Länge. Dort überschreiten die Sedimentationsraten der postglazialen Sedimente (26-164 cm a<sup>-1</sup> GIK23258, **Blaume 1992**) die bekannten hemipelagischen Werte der GIN See ( $\leq 2$  cm a<sup>-1</sup>, **Vogelsang 1990, Paetsch 1991**) bei weitem. Der hohe Anteil der Feinkornfraktion weist auf laterale Advektion der feinen Partikel hin. Die beschriebene Korngrößenzusammensetzung legt den Schluß nahe, daß die feinen Partikel des Hochakkumulationsgebietes durch Trübeströme (Turbidity Plumes) via Kveitehola Tal von der Spitzbergen Bank advektiert werden.

Die Nachstellung dieser sedimentologischen Befunde mit einem numerischen Modell zur Simulation solcher Trübeströme ist zentraler Teil der Fragestellung dieser Arbeit und wird in Kapitel 3.2 beschrieben.

### 3.1.2 Messungen

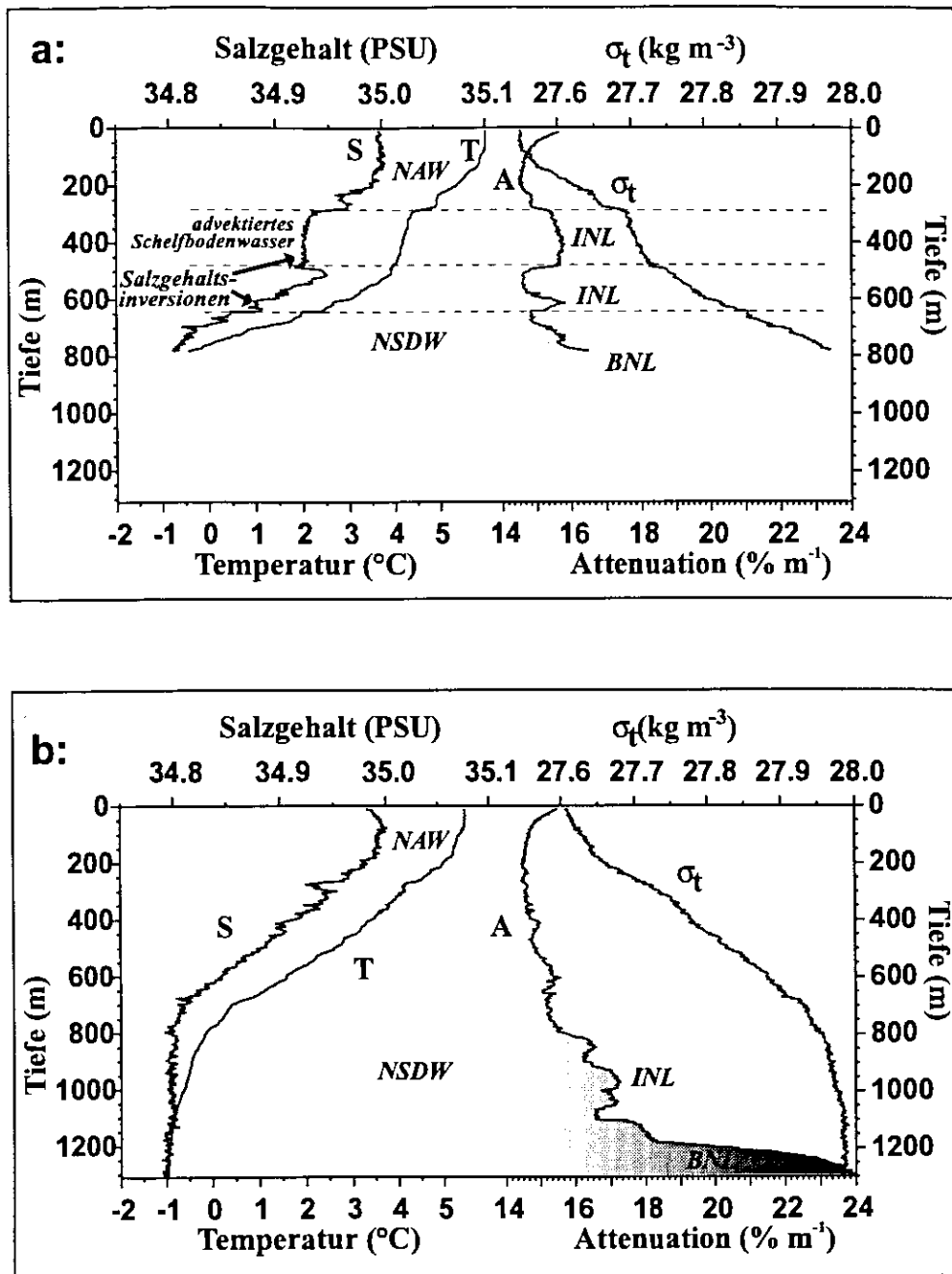
Für ein besseres Verständnis der Entstehung des rezenten geologischen Records wurden vom Teilprojekt A2 des SFB 313 in verschiedenen Regionen und zu unterschiedlichen Jahreszeiten 'quasi-synoptische' hydrographische Vermessungen durchgeführt (**Blaume 1992; Rumohr und Blaume 1996; Rumohr 1996; Fohrmann et al. einge.**). Während verschiedener Expeditionen mit dem FS Poseidon ( 1991 Pos-181 und 1995 Pos-205) wurden zeitlich und räumlich hoch aufgelöste CTD- und Attenuationsmessungen (FSI-CTD, Seatech Transmissiometer) gewonnen und genutzt, um die regionale Verteilung von Wassermassen und nepheloiden Schichten zu untersuchen. Ziel war es, die Sedimenttransportprozesse anzutreffen, die für die hohe Akkumulation am Kontinentalhang verantwortlich sind.

Das Arbeitsgebiet am Kveitehola konnte wetterbedingt nur während der ersten Expedition (Pos-181) angelaufen werden, während der auch eine Langzeitverankerung ausgebracht wurde (**v. Bodungen et al. 1995**). Während Pos-205 wurden Untersuchungen in einem Ausweichgebiet durchgeführt, dem mittleren norwegischen Kontinentalhang. Einzelne Ergebnisse dieser Expeditionen werden im folgenden näher vorgestellt.

#### 3.1.2.1 INL und BNL am Kveitehola

Die Reise Pos-181 führte im Frühjahr (18.02 - 19.03) 1991 in das Arbeitsgebiet am Kveitehola. Um den Gehalt an partikulärem Material abschätzen zu können, wurden kombinierte CTD und Attenuationsmessungen durchgeführt. Starke Attenuationssignale in den oberflächennahen Schichten weisen auf biologische Partikel hin, in den mittleren und bodennahen Schichten suspendierte Partikel deuten auf Resuspension oder Advektion älteren biologischen oder terrigenen Materials hin (**McCave 1986**). Im allgemeinen war zwischen 200 m und 400 m Wassertiefe ein Zwischenwasserminimum im Kern des nordatlantischen Wassers (NAW) erkennbar (Abbildung 25). Darunter nahm die Partikelfracht wieder zu und erreichte maximale Werte (bis  $7.05 \text{ mg l}^{-1}$ , **Thomsen 1993**) in der Boden Nepheloid Schicht (BNL), die bis zu 200 m mächtig war (Abbildung 25.b). Die höchsten Werte ( $> 26 \text{ \% m}^{-1}$ , Schwächung eines Lichtstrahls, **Blaume 1992**) wurden zwischen 1300 m und 1500 m Wassertiefe gefunden.

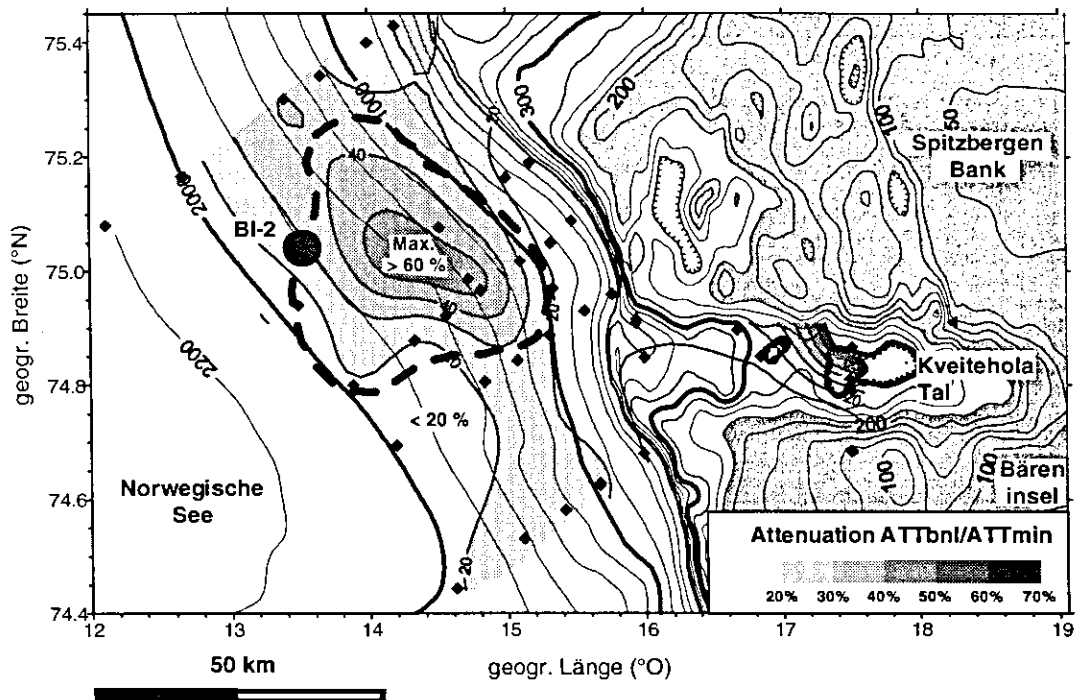
---



**Abbildung 25:** CTD Attenuations (Schwächung eines Lichtstrahls in  $\% \text{ m}^{-1}$ ) Profile während Reise Pos-181 im Februar 1991. 25.a lag am oberen Hang in einer Tiefe von 800 m, 25.b lag über dem Hochakkumulationsgebiet in einer Tiefe von 1300 m. An beiden Stationen besteht die oberste Wassersäule aus warmem, salzreichen nordatlantischen Wasser (NAW). Tiefer als 700 m ist kaltes, relativ salzarmes Tiefenwasser der norwegischen See zu beobachten (NSDW). 25.a zeigt zwei Salzgehaltsinversionen, die mit hohen Attenuationswerten verbunden sind. Eine zwischen 300 m und 500 m und eine um 650 m. Beide Profile zeigen hohe Attenuationswerte in der BNL mit höchsten Werten über dem Hochakkumulationsgebiet (25.b) (Blaume 1992, Fohrmann et al. einger.).

Diese Anomalie in der BNL direkt über dem Akkumulationsgebiet, mit gegenüber dem Zwischenwasserminimum um 50 % erhöhten Attenuationswerten in 5 m über dem Boden, wurde kartiert (Abbildung 26). Zusätzlich wurden verschiedene Intrusionen mit erhöhter

Partikelfracht in der Übergangszone von NAW zum Tiefenwasser der Norwegischen See (Norwegian Sea Deep Water = NSDW) am oberen Hang beobachtet. Bis zu 200 m mächtig sind diese nepheloiden Zwischenschichten (INL = Intermediate Nepheloid Layer) eng mit Temperatur- und Salzgehaltsinversionen korreliert (Abbildung 10.a), die auf Advektion von Schelfbodenwasser aus dem Kveitehola hinweisen (Blaume 1992). Sowohl die BNL als auch die INL's zeigen starke regionale und saisonale Variabilität.



**Abbildung 26:** Kompilierung synoptischer Messungen und geologischer Dokumente. Die Attenuationswerte wurden während Reise Pos-181 aufgenommen. Grau schattiert (von hell - 20 % bis dunkel - 80 %) ist die relative Attenuation am Boden (Attenuation in der BNL normalisiert durch das jeweilige Zwischenwasserminimum). Innerhalb des Hochakkumulationsgebietes (gestrichelte Linie) ist die Mächtigkeit holozäner Sedimente größer als 1 m. Sedimente der Termination eingeschlossen liegt die maximale Dicke bei ca. 8 m (Blaume 1992, Fohrmann et al. eingr.).

Die Kombination aus sedimentologischen und hydrographischen Daten führt zu dem Schluß, daß kaltes mit Partikeln beladenes Schelfbodenwasser topographisch geführt von der Spitzbergen Bank durch das Kveitehola strömt, die Thermokline zwischen NAW und NSDW durchdringt und in die tiefen Becken hinabsinkt (Abbildung 2 & 5). Teile des Plumes lösen sich vom Boden und verteilen ihre Partikelfracht als INL's in das umgebende Wasser. Mit abnehmender Hangneigung in einer Tiefe von 1440 m, wird der Plumes abgebremst und die finale Deposition der transportierten Partikel beginnt. Dies zeigt sich in der räumlichen

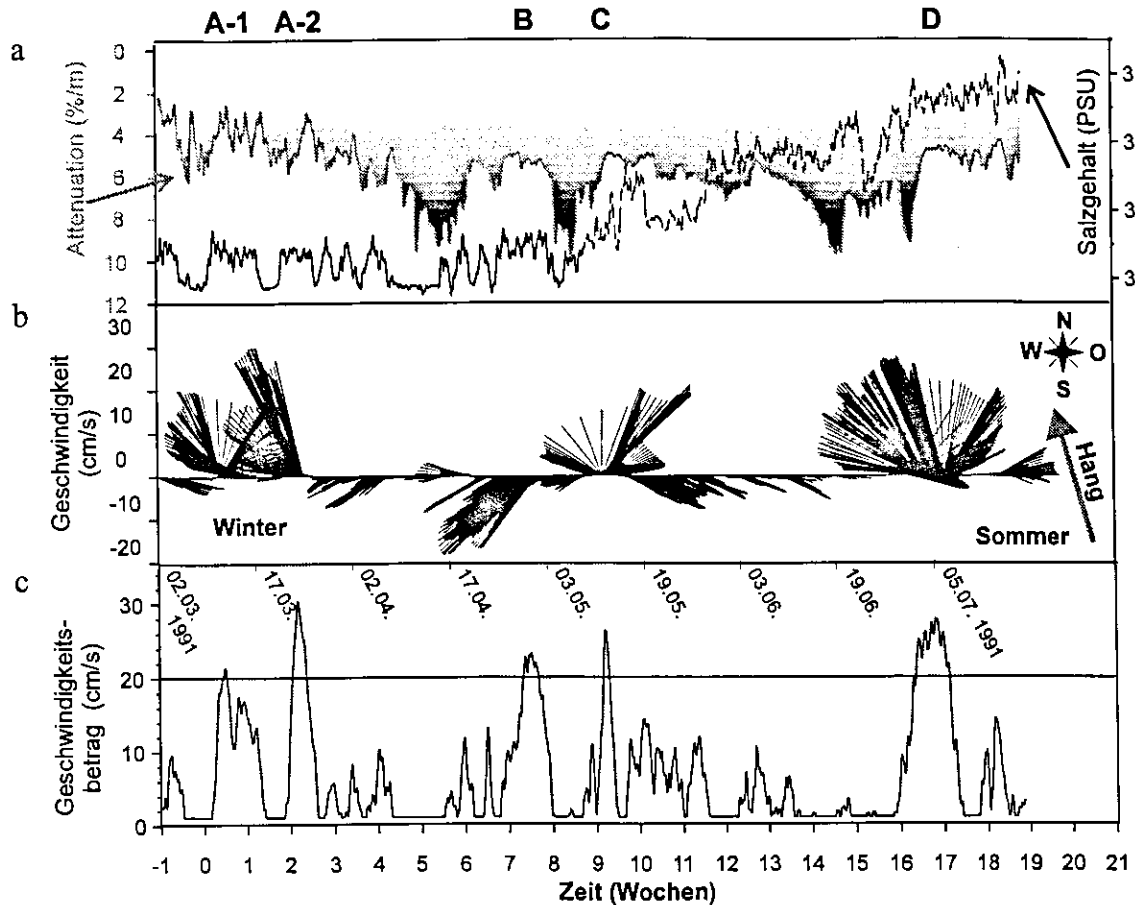


Verteilung, der Orientierung und der Form der BNL Anomalie über dem Hochakkumulationsgebiet (Abbildung 26). Das Hochakkumulationsgebiet wird daher als geologisches Signal von kanalisierten und topographisch kontrollierten Turbidity Plumes verstanden (**Blaume 1992**) und ist ein direkter Nachweis für Sedimenttransport und Slope Konvektion durch herabstürzendes Bodenwasser aus der westlichen Barents See.

### 3.1.2.2 'Benthic-Storms' nordwestlich der Bäreninsel

Über 18 Wochen, vom 2.3.1991 bis zum 13.7.1991, befand sich die Verankerung BI-2 (v. **Bodungen et al. 1995**) am Fuß des Kontinentalhanges nordwestlich der Bäreninsel ( $75^{\circ} 11.78' \text{ N}$ ;  $12^{\circ} 29.21' \text{ O}$ ; 2050 m). Sie war mit drei Sedimentfallen (610 m, 1860 m, 1950 m) und zwei Strömungsmessern (Aanderaa RCM 7) ausgestattet, die zusätzlich mit Transmissiometern (Seatech) ausgerüstet waren. Die Strömungsmesser befanden sich jeweils 50 m unter den tiefen Sedimentfallen, also in 1910 m und 2000 m Wassertiefe. Aufgrund eines Totalverlustes des oberen Gerätes stehen Strömungs-, Temperatur, Leitfähigkeit und Attenuationsdaten nur vom unteren Gerät zu Verfügung. Das Meßintervall betrug 30 min. Die gemessene Temperatur, die nur unzureichend aufgelöst ist (kein 'Arctic-Range'), stellt mit  $-0.97^{\circ} \text{ C}$  (auf  $-0.93^{\circ} \text{ C}$  ansteigend) einen typischen Wert für das Tiefenwasser der Norwegischen See dar ( $-1^{\circ} \text{ C}$  nach **Hopkins 1988**). Die nicht kalibrierten Salzgehalte (Abbildung 27.a, schwarz) liegen, mit im Mittel 35.83 PSU, um ca. 1 PSU zu hoch (34.91 PSU nach **Hopkins 1988**), was für diese Arbeit nicht entscheidend ist, da nur auf die Variationen eingegangen werden wird. Ab der neunten Woche nimmt der Salzgehalt, vermutlich durch eine Drift der Sonde (gestrichelte Linie), langsam von 35.84 auf 36.10 PSU zu. Die entsprechenden Daten sind dargestellt, werden aber für die Interpretation nicht herangezogen. Davor schwankt der Salzgehalt zwischen untereinander jeweils ähnlichen salzärmeren (35.78 PSU) und salzreicheren (38.84 PSU) Phasen. Die Attenuation (Abbildung 27.a, grau schattiert), die ein Maß für die Lichtdurchlässigkeit des Wassers ist (hohe Werte stehen für hohe Konzentrationen an partikulärem Material), zeigt zu Beginn der Messung im Winter relativ klares Wasser an. Dabei schwankt das Signal stark zwischen 2 und  $6 \% \text{ m}^{-1}$  (hierbei handelt es sich um nichtkalibrierte relative Einheiten). Danach stellt sich die Attenuation auf ein Niveau um  $6 \% \text{ m}^{-1}$  ein. Dieses Niveau wird durch verschiedene Maxima (bis  $10 \% \text{ m}^{-1}$ ) unterbrochen, die Perioden erhöhter Partikelkonzentration markieren. Anhand des Geschwindigkeitsbetrags läßt sich die Strömung in ruhige und hochenergetische Phasen unterteilen. Zählt man die Ereignisse

zu den hochenergetischen, die im Maximum  $20 \text{ cm s}^{-1}$  überschreiten, so erhält man fünf Hochenergie-Phasen (A1, A2 bis D), in denen maximal  $32 \text{ cm s}^{-1}$  erreicht werden ('Benthic-Storms'). Diese fünf Ereignisse machen 24 % der gesamten Meßdauer aus.



**Abbildung 27:** Attenuationssignal und Strömungsmessung aus der BI-2 Verankerung (Gerät: RCM 7987, Position:  $75^{\circ} 11.78' \text{ N}$  und  $12^{\circ} 29.21' \text{ O}$ , Wassertiefe: 2050 m, Gerätetiefe: 2000 m, Meßintervall: 30 min). a. schwarz - Salzgehalt, grau - Attenuation (Hohe Attenuationswerte (Lichtschwächung) weisen auf hohe Partikelfracht hin - graue Schattierung), b. Stromvektoren, c. Geschwindigkeitsbetrag.

Die restlichen 76 % verteilen sich auf mehrere ruhigere Phasen ('Benthic-Lulls'). Während des Sommers herrscht, zwischen den Wochen 10 und 16, eine südöstliche, hangparallele Konturströmung ( $< 10 \text{ cm s}^{-1}$ ) vor (der Hang streicht von Süd-Süd-Ost nach Nord-Nord-West). Im Winter wird dieser Konturstrom durch eine hangabwärts gerichtete Komponente überlagert. Die Hochenergie-Ereignisse lassen sich in zwei winterliche (A-1 und A-2), ein sommerliches (D) und zwei Ereignisse in der Übergangszeit (B und C) gliedern. Die zwei Winterereignisse und das Frühjahrereignis sind eindeutig mit erhöhten Salzgehalten ( $\Delta S \approx 0.05 \text{ psu}$ ) verbunden. Mit beginnender Zunahme der Geschwindigkeit zu Beginn der Ereignisse nimmt der Salzgehalt schlagartig zu und, wenn die Geschwindigkeit am Ende der

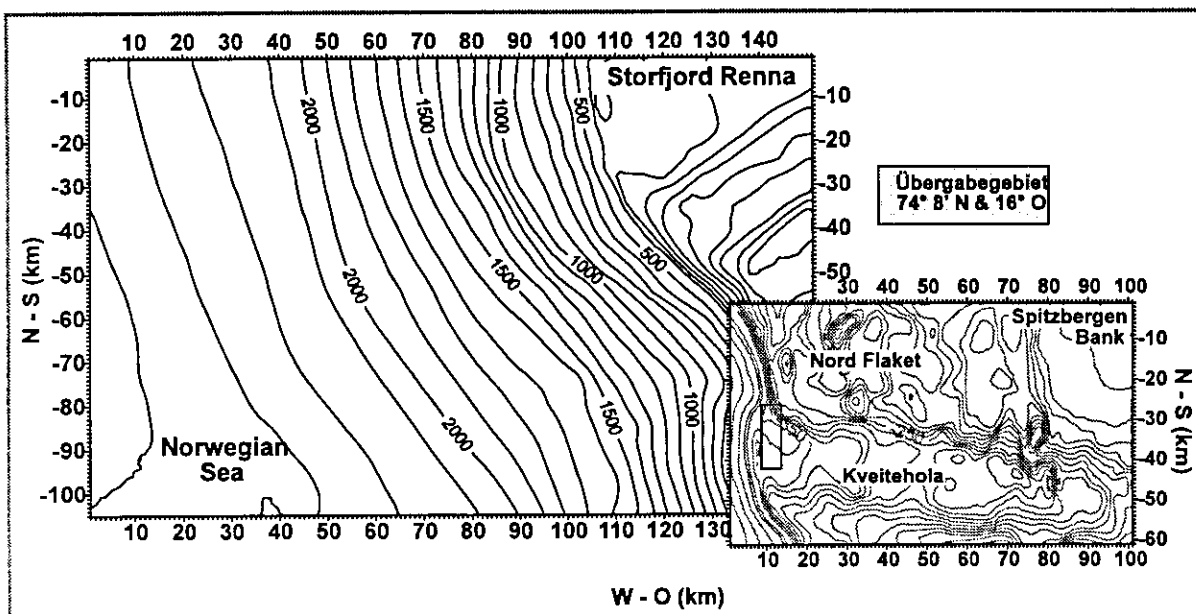
Ereignisse nahezu Null ist, wieder schlagartig ab. Ein eindeutiger Zusammenhang mit der Attenuation läßt sich dagegen nicht sofort erkennen. Während des vierten Ereignisses (C) läßt sich, aufgrund der einsetzenden Sondendrift, kein Zusammenhang mit dem Salzgehalt feststellen. Die Attenuation nimmt während dieses Ereignisses von 7 auf 5 %  $\text{m}^{-1}$  ab. Dieses Merkmal der Attenuation wird beim Sommerereignis (D) noch deutlicher. Hier nimmt die Attenuation in der ersten Hälfte des Ereignisses von 9 auf 5 %  $\text{m}^{-1}$  ab. Rückblickend wird jetzt auch für die Ereignisse A bis B deutlich, daß sie ebenfalls mit einem Anstieg der Attenuation zu Beginn des Ereignisses verknüpft sind. Es ist also zu Beginn jedes der Hochenergie-Ereignisse viel partikuläres Material im Wasser enthalten; am Ende ist das Wasser dagegen merkbar klarer. Sicherlich ist es schwierig aus einer punktuellen Information eine räumliche Vorstellung der Strömungsverhältnisse zu gewinnen. Trotzdem soll hier, aufbauend auf der Darstellung der Stromvektoren (Abbildung 27.b), ein Versuch unternommen werden.

Die beiden ersten Ereignisse im März 1991 entsprechen einer typischen Endwintersituation, relativ salzreiches und dadurch schweres Wasser wird von den flachen Schelfen in die Tiefe transportiert. Dieses Wasser ist verhältnismäßig partikelarm, es kann als TS Plume in die Tiefe gelangen. In der zweiten Winterhälfte ist außerdem nur wenig partikuläres Material verfügbar. Erosion der Oberflächensedimente durch Stürme im Herbst und Frühwinter und durch Bodenwasserproduktion bei der beginnenden Eisbildung sind Ursachen für die geringe Sedimentverfügbarkeit am Ende des Winters. Die Strömung ist in beiden Ereignissen hangparallel nach Norden gerichtet, damit sind das Kveitehola und die benachbarten flachen Bänke oder der Bäreninsel Trog potentielle Ursprungsregionen. Vor und nach diesen Ereignissen sind noch verschiedene, allerdings deutlich schwächere und kürzere, ebenfalls mit Salzgehaltsanomalien verbundene Ereignisse zu erkennen. Das Frühjahrereignis (B) ist ebenfalls mit einer Salzgehaltsanomalie verknüpft. Da Ende April aber keine Salzgehaltszunahme durch Eisbildung mehr zu erwarten ist, ist die Ursache dieser Anomalie entweder im Entrainment salzreicheren atlantischen Wassers oder im Entrainment von Winterwasserresten, die in topographischen Fallen gefangen waren, zu suchen. Eingebettet zwischen zwei Attenuationsmaxima scheint es keine Korrelation mit dem Attenuationssignal zu geben. Deutlich ist aber die Abnahme der Attenuation während des Ereignisses. Die Stromvektoren (Abbildung 27.b) weisen auf eine Strömung hin, die senkrecht zum Hang nach Südwesten gerichtet ist. Die südlicheren Schelfbereiche können daher als Quellgebiet ausgeschlossen werden. Vermutlich entstammt das in diesem Ereignis transportierte Wasser

der nordöstlich liegenden Storfjordrenna, die entweder vom Storfjord oder von den nördlichen Flanken der Spitzbergen Bank gespeist wird. Die Attenuationsmaxima vor und nach dem Ereignis B können möglicherweise mit der Eisschmelze und dem damit verbundenen Rückzug der Eiskante und/oder einer Frühjahrsblüte (nach **Sakshaug 1995** Mitte Mai) in Zusammenhang gebracht werden. In der sich anschließenden relativ ruhigen Phase nimmt die Attenuation langsam zu. Das Maximum in der Attenuation um den 19.06. kann, über die Strömungsmesserdaten allein, nicht erklärt werden, da zu dieser Zeit kein Strömungsereignis registriert wurde. Das große Sommerereignis (D) Anfang Juli beginnt ebenfalls mit einem hohen Attenuationssignal. Antrieb für dieses Ereignis ist vermutlich die hohe Verfügbarkeit erodierbaren partikulären Materials auf dem Schelf, das sich während des Sommers angesammelt hat. Dieses Strömungsereignis ist wieder nach Nordwesten gerichtet, stammt also vermutlich ebenfalls aus dem Bereich Kveitehola oder Bäreninsel Trog. Die Vorstellung, daß es sich bei den Ereignissen um Turbidity Plumes handelt, wird durch die immer wieder auftretenden hohen Attenuationswerte zu Beginn gestützt. In autosuspensiven Trübeströmen sind maximale Partikelkonzentrationen im Kopf der Strömung zu erwarten (**Bonnecaze et al. 1993**; siehe auch Kapitel 2.2.2). Dort wird der größte Teil des Oberflächensedimentes erodiert und transportiert. Für den nachfolgenden Teil der Strömung steht nur noch wenig oder gar kein erodierbares Sediment mehr zu Verfügung. Die Annahme, daß das Sediment von den flachen Schelfen stammt, wird durch die Untersuchungen der in den Sedimentfallen gesammelten Partikel gestützt. In der untersten Falle wurde, besonders während des Sommerereignisses, mehr und frischeres Material als in der mittleren Falle gefangen (**Zeller 1996, Thomsen et al. in Vorb., Peeken in Vorb.**). Diese Partikel müssen also zum einen lateral advektiert worden sein und das zum anderen sehr schnell. Ein denkbarer Transportprozeß sind Turbidity Plumes, die innerhalb der BNL den Kontinentalhang hinabkaskadieren. Wieviel Sediment auf dem Schelf erodiert werden muß, um Attenuationssignale wie in dieser Zeitreihe zu produzieren, kann hier nicht beantwortet werden. Dazu wären Informationen über die Partikelkonzentrationen und -qualität innerhalb eines Ereignisses nötig, die leider nicht zu Verfügung stehen.

### 3.2 Simulation des Kveitehola Ausstroms

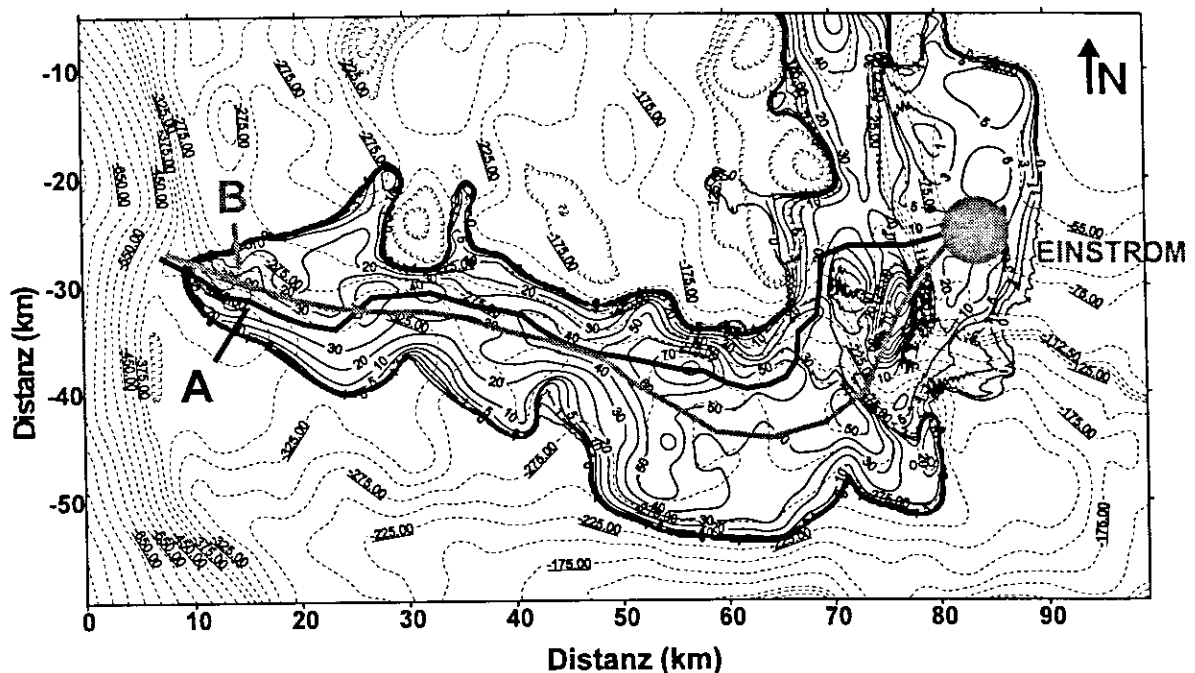
Um das gekoppelte Modell zu validieren, wird der Ausfluß aus dem Kveitehola Tal simuliert. Die Topographie des Arbeitsgebietes ist in Abbildung 2 zu sehen. Um exakte topographische Daten für das numerische Gitter zu erhalten, wurde eine detaillierte Karte der westlichen Barents See (Norsk Polarinstitut 1989) mit hoch aufgelösten Daten eines 3.5 kHz Sedimentecholotes verknüpft. Die bathymetrische Karte wurde von 'GEA Informationssysteme GmbH, Kiel-Elmschenhagen' digitalisiert. Die Echolotdaten wurden während verschiedener Ausfahrten mit den Forschungsschiffen Meteor und Poseidon gesammelt (ME 7/2, 13, 17, 21 & Pos 181) und in den digitalen Datensatz implementiert. Das Gebiet reicht von  $74^{\circ} 13' N$  bis  $75^{\circ} 42' N$  und von  $9^{\circ} 27' O$  bis  $19^{\circ} 18' O$ . Das interpolierte kartesische Gitter erstreckt sich meridional über 165 km und zonal über 290 km. Da die resultierende Matrix zu groß ist, um die ganze Region mit der vorhandenen Rechenkapazität in der gewünschten hohen Auflösung ( $\leq 500$  m) nachzustellen, wurde das Gebiet in zwei kleinere Matrizen aufgeteilt (Abbildung 28), deren Simulationen sequentiell abgearbeitet werden. Das kleinere Gebiet, das eigentliche Kveitehola Tal, wird aufgrund der extrem variablen Topographie mit einer Auflösung von 250 m simuliert, das größere Gebiet, der Kontinentallhang vor dem Kveitehola Tal, dagegen mit 500 m.



**Abbildung 28:** Aus Gründen der Rechenkapazität wurde das Modellgebiet in zwei miteinander verknüpfte Areale aufgeteilt, eins für den Durchstrom durch das Kveitehola Tal (grau) und eins für den Kontinentallhang (schwarz). Das Übergabebereich zwischen den beiden Matrizen ist grau hinterlegt.

### 3.2.1 Durch das Kveitehola Tal

Für die Simulation des Kveitehola Durchstroms wurde eine Einstromregion auf der Spitzbergen Bank ausgewählt, die den sedimentologischen Befund des Durchstroms durch das 'Nord' Tal nachstellen kann (grauer Punkt in Abbildung 29). Vorausgehende Experimente ergaben, daß der Turbidity Plume das 'Nord' Tal nordwärts Richtung Storfjord Renna verläßt, wenn die Quelle an eine weiter nördlich gelegene Stelle gelegt wird. Liegt die Quelle weiter südlich, dann strömt der Plume südwärts ausschließlich in das Kveitehola Tal. Die initiale Partikelkonzentration beträgt  $0.1 \text{ g l}^{-1}$  pro Fraktion.

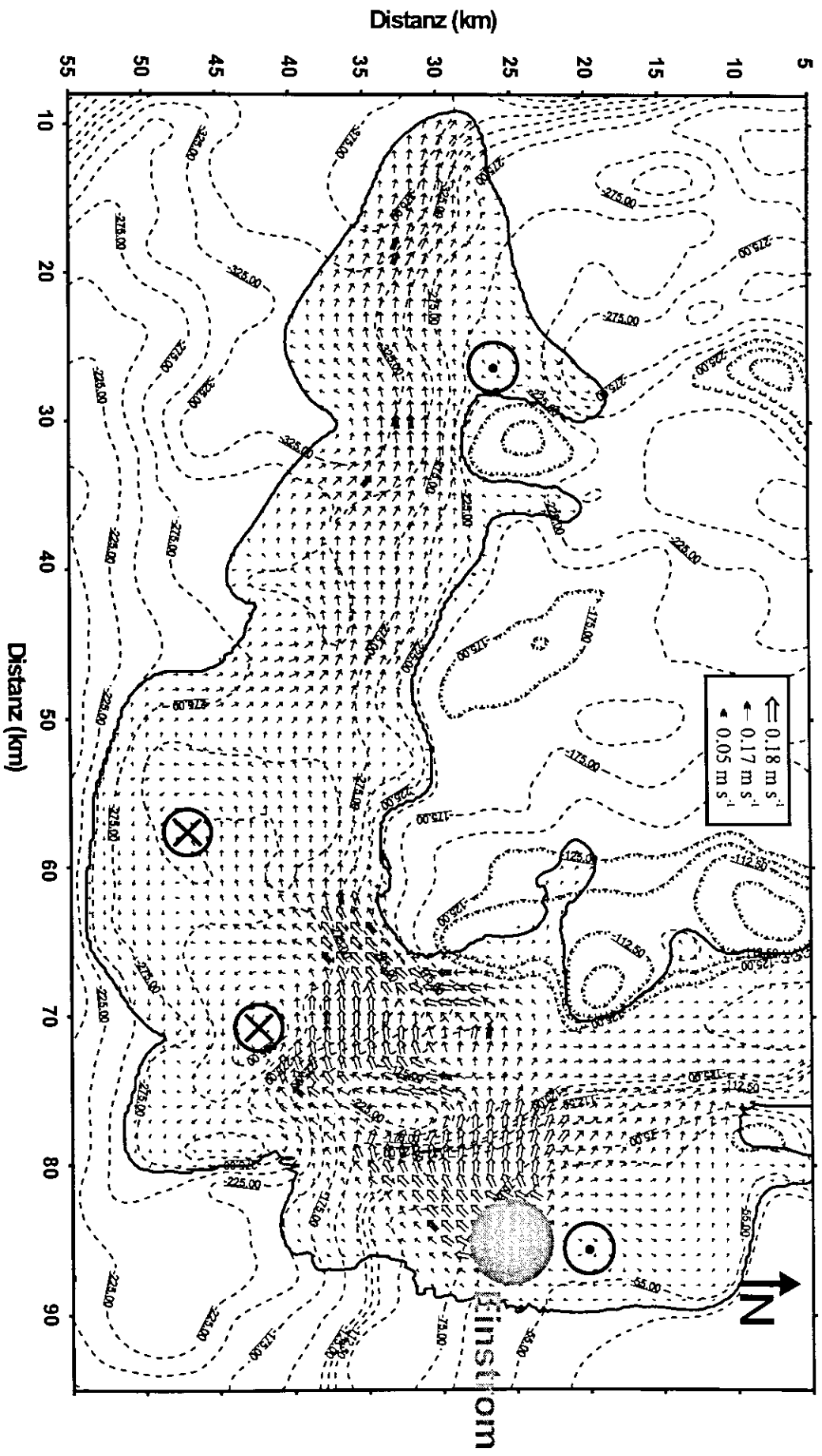


**Abbildung 29:** Der Kveitehola Durchstrom nach 8 Tagen. Gestrichelte Linien geben die Topographie wieder. Die durchgezogenen Linien geben die Linien gleicher Plumedicke (m) an. Der graue Punkt kennzeichnet das Einstromgebiet. Die graue und die schwarze Linie entlang des Plumerückens geben die Lage zweier Schnitte durch den Plume an (Vergl. Abbildung.31).

Die initiale TS Charakteristik des Turbidity Plumes entspricht polarem Schelfbodenwasser ( $T = -1.75 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $S = 35.3 \text{ PSU}$ ). Die ambiente TS Charakteristik entspricht ESW ( $T = 0 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $S = 34.85 \text{ PSU}$ ). Das Wasser strömt während der ganzen Simulation in das Modellgebiet. Wie in Abbildung 29 zu sehen ist, hat der Plume nach 8 Tagen den Kontinentalrand am westlichen Ende des Kveitehola Tals erreicht. Seine Geschwindigkeit beträgt im Mittel  $0.12 \text{ m s}^{-1}$ . Die momentanen Geschwindigkeiten sind lokal wesentlich höher. Die maximale Geschwindigkeit innerhalb des Plumes beträgt am achten Tag  $0.55 \text{ cm s}^{-1}$ . Diese werden an der steilen

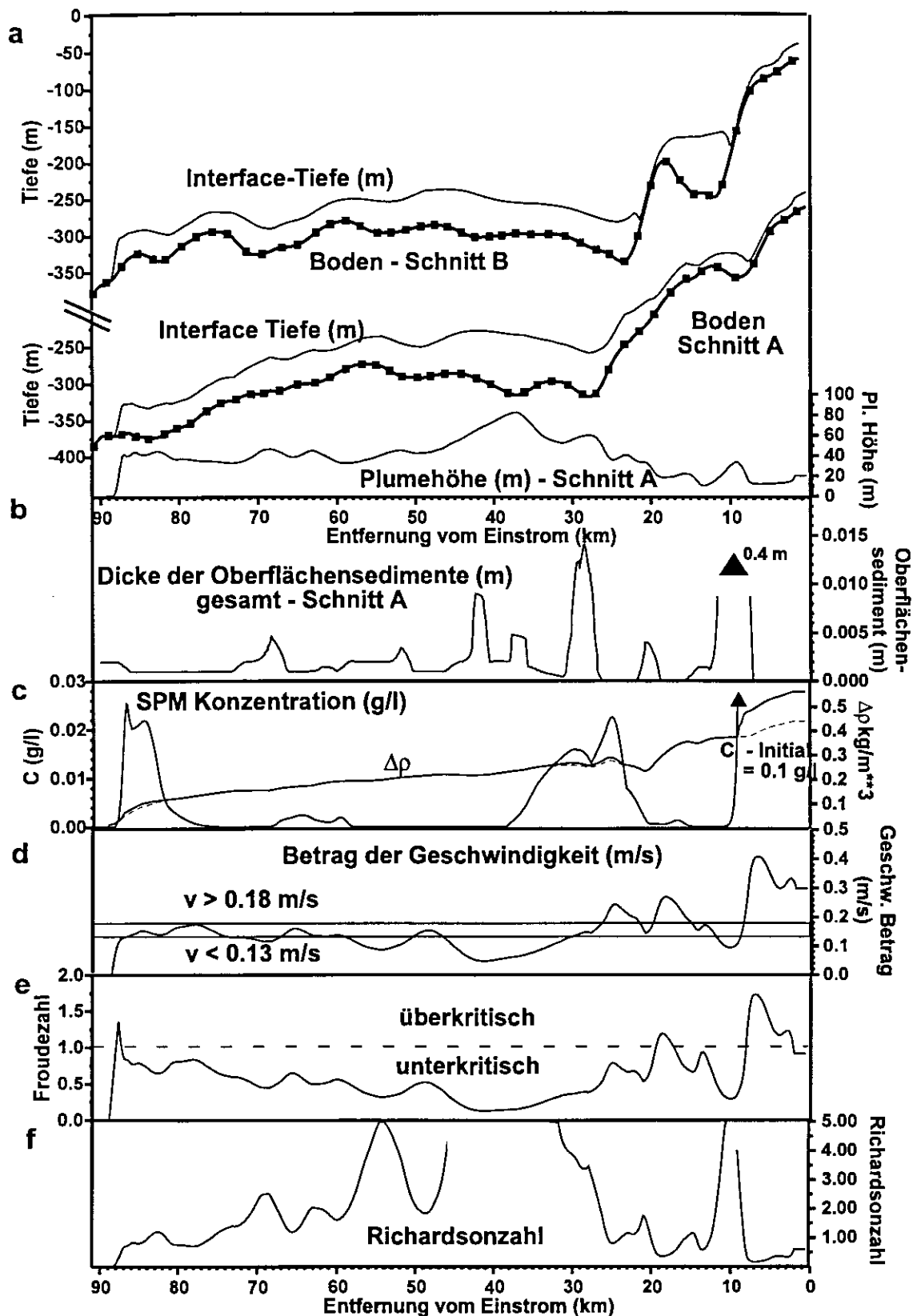
südwestlichen Flanke (km [78,-30]) der Spitzbergen Bank erreicht. Die höchste Momentangeschwindigkeit während der gesamten Simulation beträgt  $0.69 \text{ m s}^{-1}$ . Die Mächtigkeit des Plumes variiert im wesentlichen zwischen 15 und 80 m. Geringere Mächtigkeiten treten nur an den Rändern auf. Am dicksten ( $> 70 \text{ m}$ ) ist der Plume in den tieferen Becken des Kveiteola Tals. Am westlichen Ende des Kveitehola Tals erreicht der Plume in seinem Zentrum eine Dicke von 40 m. Im Mittel ist er dort ca. 20 m mächtig.

In Abbildung 30 ist die Strömung innerhalb des Turbidity Plumes im Kveitehola Tal anhand von Strompfeilen dargestellt. Mit hohen Geschwindigkeiten kaskadiert der Turbidity Plume aus der Einstromregion auf der Spitzbergen Bank in das 'Nord' Tal. Ein Teil des Plumes verläßt das 'Nord' Tal nordwärts in Richtung Storfjord Renna. Das 'Nord' Tal hat eine kanalisierende Funktion für den Plume. Es verhindert, daß der Plume die flacheren Bänke im Westen überflutet. Nur ein kleiner Teil kann über zwei 'Pässe' in Richtung Nordflaket vordringen. Der Hauptteil des Plumes strömt südwärts in das Kveitehola Tal. Dort strömt er aufgrund der insgesamt geringen Neigung des Kveitehola Tals, quasigeostrophisch balanciert und topographisch geführt, westwärts zur Schelfkante. In Konvergenzen hinter den Schwellen (km[20], km[32], km[46]), wo die Hangneigung zunimmt, beschleunigt und verjüngt sich der Plume. Die Becken dazwischen, in denen er geringere Geschwindigkeiten erreicht, werden mit der Zeit aufgefüllt. In den beiden östlichen Becken sind damit verbundene, zyklonale wirbelartige Strukturen zu erkennen. Vom nördlichen Rand (km[25], km[36]) des Kveitehola Tals beginnt der Plume ebenfalls die flachen Bänke des Nordflaket zu überspülen. Durch dieses Eindringen von relativ dichten Bodenwassermassen in das Nordflaket können sich dort in topographischen 'Fallen' schwere Wassermassen ansammeln, die wiederum durch andere Ereignisse (Stürme, Brandung) mobilisiert werden können. Um die Dynamik des Plumes auf seinem Weg durch das Kveitehola Tal besser verstehen zu können, sind in Abbildung 31 verschiedene prognostische Variablen auf einem Schnitt durch den Plume dargestellt.



**Abbildung 30:** Strompfeile des Turbidity Plumes in der Simulation des Kveitehola Ausstroms nach 8 Tagen.  
 ⊗ kennzeichnet zyklonale Wirbelstrukturen, ○ kennzeichnet antizyklonale Wirbelstrukturen

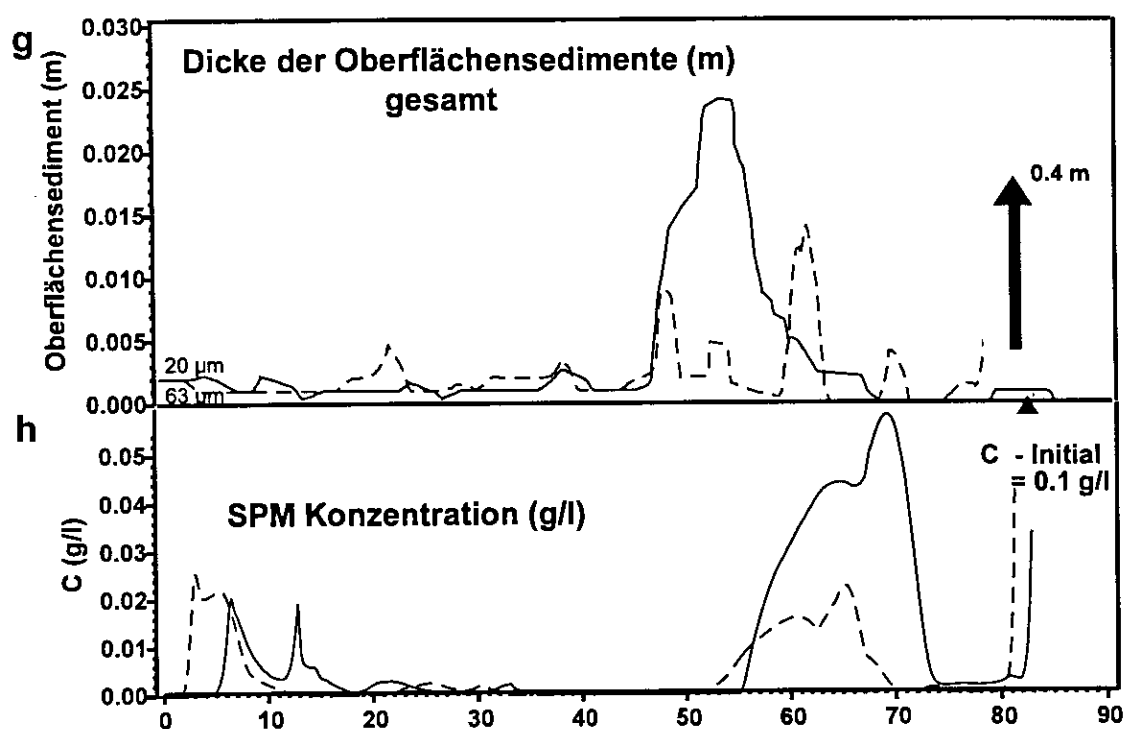




**Abbildung 31.a-f:** Prognostische Variablen entlang eines Schnitts durch den Plume. Lage des Schnitts siehe Abbildung 29. Abb. 31.a: Topographie und Interface-Tiefe. Die Plumedicke (H) ist darunter dargestellt. Abb. 31.b-f: b - Oberflächensediment (gesamt), c - Konzentration an suspendierten Partikeln (C-gesamt) und Dichtekontrast  $\Delta\rho$ , d - Geschwindigkeitsbetrag, e - Froudezahl und f - Richardsonzahl.

Abbildung 31.a zeigt die Wassertiefe und die Tiefe der Grenzfläche zwischen Plume und ambientem Wasserkörper auf zwei Schnitten durch den Plume, die in Abbildung 29 eingezeichnet sind. In Ausbreitungsrichtung gesehen wurde Schnitt A (der 'Talweg') entlang der größten Mächtigkeit des Plumes gelegt und Schnitt B in die Mitte des Plumes. Nach *Bernoulli* muß der Plume dort am dünnsten sein, wo der Hang am steilsten und die Geschwindigkeit am größten ist. Besonders extrem tritt dieser Effekt an den steilen Flanken der Spitzbergen Bank zwischen Kilometer 20 und 10 auf, wo auch die größten Geschwindigkeiten vorkommen. Die Kilometerangaben an diesen Schnitten geben Entfernungen vom Einstrom an und keine zonale Distanzen, wie in den Abbildungen davor. Auf Schnitt B (km 22 und km 10) und auf Schnitt A (km 7) sind, dort wo der Plume von einem steilen Hang in eine Mulde strömt, hydraulische Sprünge zu erkennen. Hier wechselt der Charakter der Strömung von über- zu unterkritisch. Entsprechend ist die Froudezahl ( $Fr = |v|/\sqrt{g' H}$ , Abbildung 31.e) oberhalb des Sprungs größer eins und unterhalb kleiner. Ebenfalls überkritisch ist die Strömung bei Kilometer 19 (Abbildung 36.e), ein hydraulischer Sprung ist allerdings nur ansatzweise zu erkennen. In diesen Bereichen sind auch die Strömungsgeschwindigkeiten am höchsten (Schnitt A). In Abbildung 31.d ist der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit dargestellt. Die Geschwindigkeit, die nötig ist, um die größeren Sedimentpartikel ( $63 \mu\text{m}$ ) zu erodieren ( $v = 0.18 \text{ m s}^{-1}$ ), wird nur im östlichen Bereich des Schnitts überschritten. Entsprechend befindet sich in diesen Bereichen kein Oberflächensediment mehr und die Konzentrationen an suspendiertem partikulärem Material (SPM - Abbildung 31.c) sind stromabwärts erhöht. Hoch ( $C \approx 0.1 \text{ g l}^{-1}$ ) sind die SPM Konzentrationen nur auf der Spitzbergen Bank (km 10), dort erhöht sich der Dichtekontrast durch die Partikelfracht um  $0.1 \text{ kg m}^{-3}$ . Diese Werte werden durch das einströmende Sediment ( $C_{\text{init}} = 0.1 \text{ g l}^{-1}$ ) und durch die hohen, erosiven Strömungsgeschwindigkeiten verursacht. Im restlichen Kveitehola Tal werden signifikante Werte ( $C > 0.02 \text{ g l}^{-1}$ ) am Fuß der Spitzbergen Bank (km 30) und am westlichen Ende des Kveitehola Tals erreicht (km 85). Dazwischen ist die Geschwindigkeit zu gering, um Partikel zu erodieren und längerfristig in Suspension halten zu können. Als ein Maß für die Existenz freier Turbulenz ist die Richardsonzahl in Abbildung 31.f dargestellt. Niedrige Werte stehen dabei für hohe Turbulenz und damit auch für starkes Entrainment. Das Oberflächensediment ist in Abbildung 31.b als Summe über beide Fraktionen dargestellt (Die Skalen sind stark überhöht!). Initial ist pro Fraktion 1 mm Oberflächensediment homogen über das ganze Modellgebiet vorgegeben. Dies steht in diametralem Gegensatz zu der simulierten, extrem variablen Sedimentverteilung entlang des

Schnittes, mit Restsedimenten an den steilen Flanken und relativ hoher Sedimentmächtigkeit vor den Sills (bis zu 1.5 cm) bei Kilometer 29 und 42 und mehreren Maxima talauswärts. Basierend auf der Erkenntnis, daß diese regional differentielle Sedimentverteilung Einfluß auf die Plumedynamik haben kann, wurde das Experiment wiederholt. Für diese Simulation wurde die simulierte Sedimentverteilung der vorhergegangenen als Startbedingung vorgegeben. Ergebnisse der ersten Wiederholung ergaben keine signifikante Veränderung der Verteilung der Oberflächensedimente. Eine dritte Simulation mit der Sedimentverteilung der zweiten als Startbedingung wurde gestartet. In dieser Simulation wurde der initiale Dichtekontrast um  $0.1 \text{ kg m}^{-3}$  leicht erhöht. Erste Ergebnisse sind in Abbildung 31.g und h dargestellt.

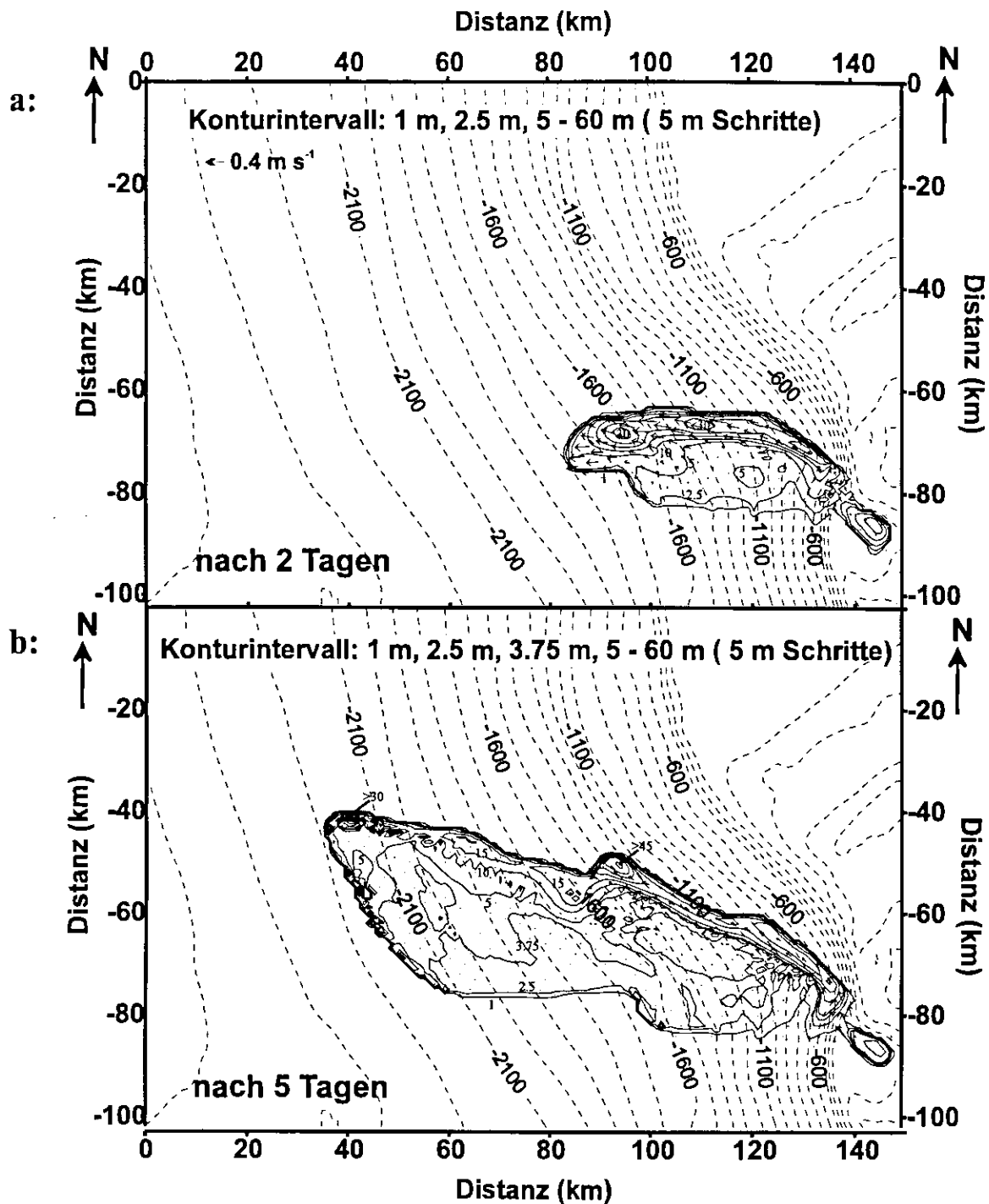


**Abbildung 31.g+h:** 31.g und h Vergleich der Oberflächensedimente (g) und SPM Konzentrationen (h) der ersten Simulation (gestrichelt) und einer dritten Simulation (durchgezogen) mit der simulierten Verteilung der Oberflächensediment der vorherigen Simulation als Startbedingung.

Die Verteilung der Oberflächensedimente (31.g) der beiden Simulationen (Simulation eins gestrichelt und Simulation drei durchgezogen) unterscheiden sich deutlich voneinander. Insgesamt hat das verfügbare Sedimentvolumen durch das einströmende Sediment zugenommen. Gleichzeitig wurde auch Sediment umgelagert und darüberhinaus im letzten Experiment auch dort erodiert, wo im ersten Experiment noch keine Erosion stattgefunden hat. Lokal wurde im westlichen Bereich des Kveitehola Tales sogar die gröbere Fraktion erodiert.

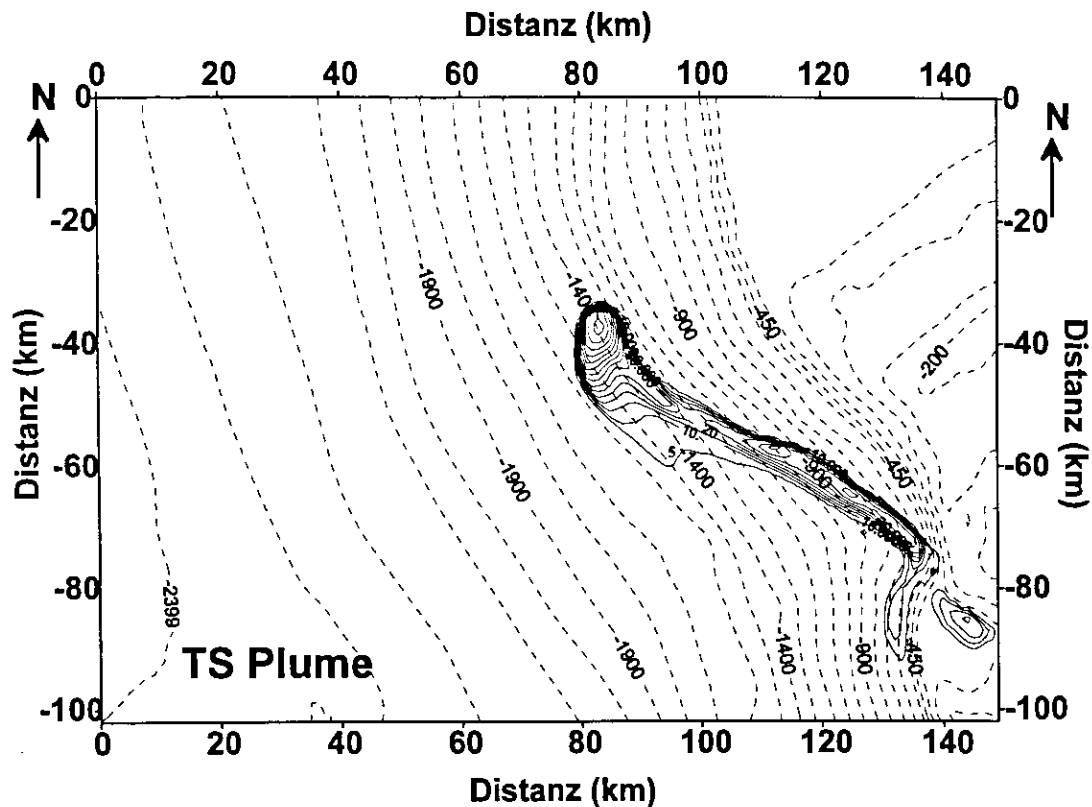
Dieses Ergebniss zeigt, daß es sich bei den Turbidity Plumes, die durch das Kveitehola Tal strömen, um Prozesse handelt, die sich selbst vorkonditionieren können. Mehrere 'kleinere' Ereignisse transportieren Sedimentpartikel von der Spitzbergen Bank in das Kveitehola Tal. Dort erhöht sich die Sedimentverfügbarkeit solange, bis ein größeres Ereigniss in der Lage ist, die Oberflächensedimente zu erodieren und aus dem Tal zu exportieren. Diese Ergebnisse geben nur einen ersten Eindruck eines komplexen Zusammenspiels aus Erosion, Deposition und Resuspension. Um die Vorkonditionierung näher zu untersuchen sind weitere Experimente mit wechselnden, aufeinanderaufbauenden Startbedingungen nötig.

## 3.2.2 Am Kontinentalhang



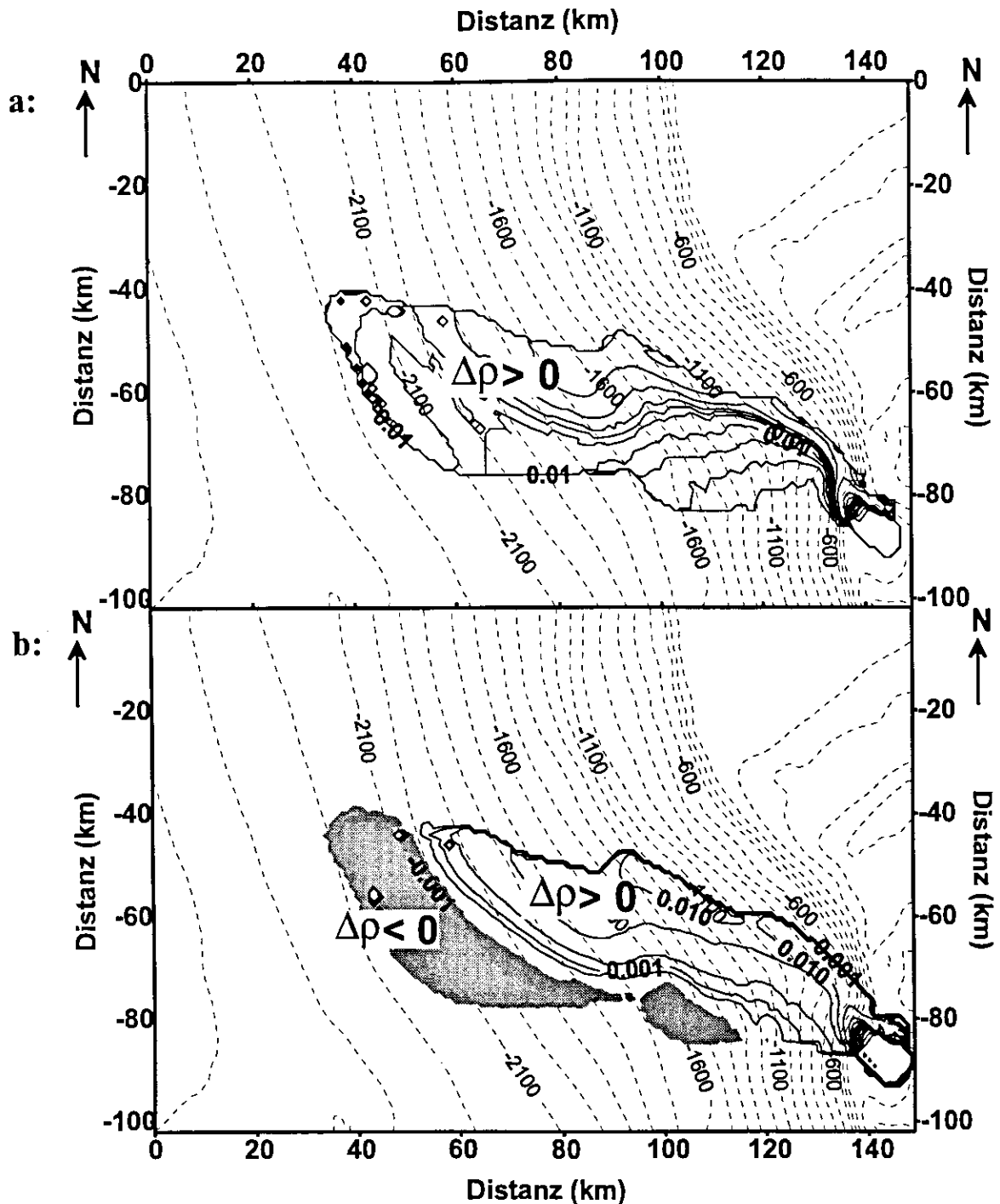
**Abbildung 32:** Simulation des Ausflusses eines Turbidity Plumes aus dem Kveitehola Tal. Die Isolinien geben die Schichtdicke des Plumes (m) zu verschiedenen Zeiten wieder, nach zwei (a.) und fünf (b.) Simulationstagen. Die Pfeile geben Strömungsrichtung und -betrag an repräsentativen Gitterpunkten an. Der Einstrom wird nach dem ersten Tag abgeschaltet. Die initiale Sedimentkonzentration ist  $0.1 \text{ g l}^{-1}$  (siehe Text) für jede der Sedimentfraktionen. Die regionale Oberflächensedimentdecke beträgt initial 1 mm für  $20 \mu\text{m}$  Partikel und 0.5 mm für  $63 \mu\text{m}$  Partikel.

Abbildung 32 zeigt Ergebnisse der Simulation des Ausflusses dichter Bodenwassermassen aus dem Kveitehola Tal in den Kontinentalhang. Das submarine Tal liegt an der äußeren Schelfkante zwischen der Storfjord Renna und der Bäreninsel. Schelfbodenwasser fließt von den umgebenden flachen Bänken in das Tal hinein und hindurch. An der Schelfkante stürzt es in die tiefe Norwegen See hinab (**Blaume 1992**). Die Startbedingungen dieses Experimentes wurden der Simulation des Kveitehola Durchflusses angepaßt (Kap. 3.2.1). Die initiale Konzentration an suspendierten Partikeln wurde dabei höher angenommen als in der vorherigen Simulation berechnet. Der Grund ist, daß es eine Weile dauert, bis sich am Start der Simulation am Kontinentalhang ein Strömungsregime eingestellt hat, das den Ausstrom aus dem Kveitehola Tal vernünftig nachstellt. Während dieser Zeit wird zuviel Sediment deponiert. Die erhöhte initiale Partikelkonzentration ( $C_{\text{init}} = 0.1 \text{ g l}^{-1}$ ) hat sich 5 km vom Start entfernt und sich, unbeeinflußt von zusätzlicher Erosion, auf im Mittel  $0.03 \text{ g l}^{-1}$  reduziert. Dieser Wert, der in der Größenordnung der aus dem Kveitehola Tal ausströmenden Partikelkonzentration ist (Abbildung 31), kann für die Partikelkonzentration als eigentlicher Startwert angesehen werden. Die Einstromdauer ist auf einen Tag festgesetzt. Die Ergebnisse der numerischen Simulation zeigen, wie der Plume sehr schnell innerhalb der ersten zwei Simulationstage, mit Geschwindigkeiten bis zu  $1 \text{ m s}^{-1}$  den Kontinentalhang ageostrophisch bis in Tiefen unter 1800 m hinabströmt (Abbildung 32.a). Seine suspendierte Fracht in flacheren Bereichen und am Sockel des Kontinentalhanges deponierend, wird der Plume langsamer und beginnt mehr und mehr als eine geostrophische Konturströmung nordwärts zu strömen. Nach fünf Tagen hat der Plume fast seine ganze Partikelfracht verloren und ist in den tiefen Bereichen zum Stillstand gekommen (Abbildung 32.b). In einer Tiefe zwischen 1200 und 1300 m befindet sich am mittleren Hang ein sekundäres Maximum des Plumes. Hierbei handelt es sich um einen Teil des Plumes, der beginnt, sich ähnlich wie ein reiner TS Plume zu verhalten, und mit sehr geringen Konzentrationen an suspendierten Sedimentpartikeln 'quasi-geostrophisch' langsam nordwärts strömt. In Abbildung 33 sind zum Vergleich die Ergebnisse einer Simulation eines Plumes am Kontinentalhang ohne Sedimente dargestellt. Dieser TS Plume ist als schmales Band den Hang hinabgeströmt und hat nach 6 Tagen eine Tiefe von 1400 m erreicht, in der er beginnt, hangparallel nordwärts zu strömen. Dieses Ergebnis der Simulation eines TS Plumes verdeutlicht, daß die Ursache dafür, daß der Turbidity Plume eine Tiefe unter 2000 m erreicht, die Dichtezunahme durch die Erosion und Suspension von Sedimentpartikeln ist.



**Abbildung 33:** Simulation des Kveitehola Ausflusses ohne Sediment. Die Isolinien geben die Schichtdicke des Plumes (m) an.

In Abbildung 34 ist die Dichtedifferenz zwischen dem Turbidity Plume und dem umgebenden Wasser nach fünf Simulationstagen dargestellt. Die Differenz zwischen der Volumendichte des Wasser-Partikel-Gemisches eines Turbidity Plumes und der Dichte des Umgebungswassers ist überall positiv (Abbildung 34.a). Aufgrund der hydrostatischen Approximation darf der Dichtekontrast nicht negativ werden. Um das zu verhindern, wird die Depositionsrates für den Fall gleich Null gesetzt, daß die Dichte der kontinuierlichen Phase der Suspension geringer ist als die des umgebenden Wassers, und der Dichtekontrast bei weiterer Deposition negativ werden würde.



**Abbildung 34:** (34.a) Linien gleichen Dichtekontrastes  $\Delta\rho(S,T,P,C)$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) zwischen der Volumendichte der Suspension des Turbidity Plumes und der Dichte des umgebenden Wassers. (34.b) Dichtekontrast  $\Delta\rho(S,T,P,0)$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) zwischen der Dichte der kontinuierlichen Phase des Turbidity Plumes und der Dichte des umgebenden Wassers. Gebiete mit schwarzen Linien haben positive Werte, wogegen die grau schattierten Gebiete mit den grauen Linien negative Werte haben.

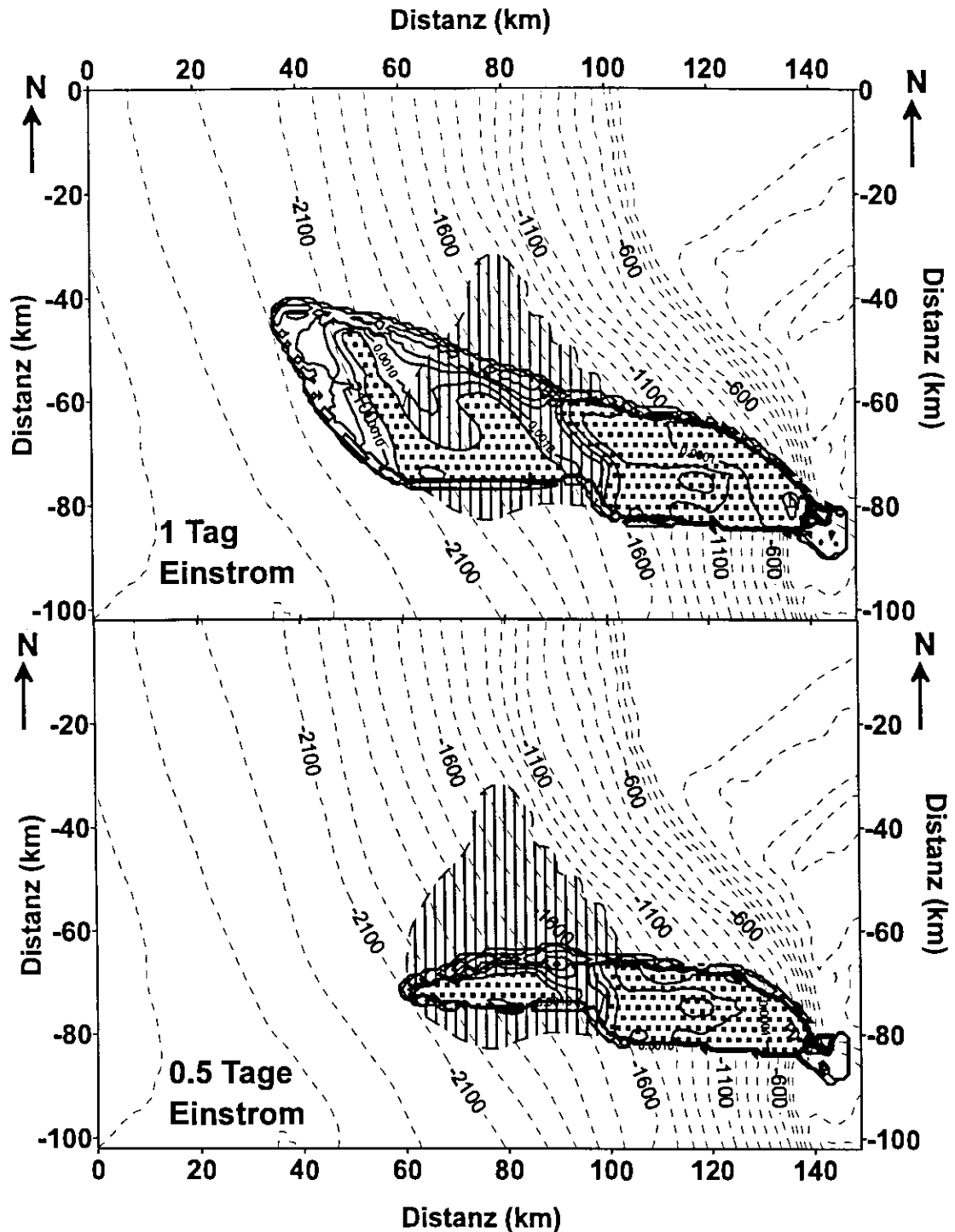
Abbildung 34.b zeigt den Dichtekontrast zwischen der kontinuierlichen (flüssigen) Phase des Turbidity Plumes und dem umgebenden Wasser. In den nördlichen Bereichen und am oberen Hang, wo der Dichtekontrast positiv ist (schwarze Konturlinien), bewegt sich der



Plume langsam weiter nordwärts. In südlichen Teilen und am Kontinentalsockel, wo der Dichtekontrast negativ ist (grau schattierte, graue Konturlinien), ruht der Plume. In diesen Bereichen, in denen genug NAW entränt worden ist, um eine negative Dichteanomalie zu erzeugen, kann vertikale Konvektion vom Meeresboden nach oben initiiert werden. Weitere Deposition der suspendierten Partikel, die in diesem hydrostatischen Modell in diesem Fall gleich Null gesetzt ist, würde zu einer geringeren Dichte der Suspension des Plumes gegenüber der Dichte des umgebenden Wassers führen. Dieser instabile Zustand würde wiederum lokalem Auftrieb auslösen, wodurch feine Partikel aus den Bodenschichten aufwärts transportiert werden können. Dies kann eine oft beobachtete nepheloide Bodenschicht erklären, die sich bis zu mehreren hundert Metern vertikal über dem Meeresboden ausdehnt.

Abbildung 35 zeigt die berechnete Verteilung der Oberflächensedimente, nachdem alle Partikel deponiert worden sind. Alle bis auf einen Rest, der - wie oben erläutert - zur Erhaltung der Stabilität weiterhin in Suspension verbleibt. Dieses Abbild muß als integrale Information aus Erosion und Deposition während der gesamten Simulationszeit eines Plume-Ereignisses verstanden werden. In diesem Fall beträgt die Dauer der Simulation 10 Tage. Vorwiegende Erosion zeigen die Bereiche, in denen letztlich weniger Sediment deponiert ist, als zu Beginn der Simulation vorhanden war (gepunktet). Überwiegende Deposition belegen die Bereiche, in denen final mehr Sediment vorhanden ist als zu Beginn (nicht gepunktet). Der im Zentrum von Abbildung 35 hinterlegte gestreifte Bereich zeigt die Lage des beobachteten Hochakkumulationsgebietes (Abbildung 26). In diesem Experiment ist die Verteilung des Oberflächensediments in guter Übereinstimmung mit der von Rumohr und Blaume beobachteten Hochakkumulation (**Fohrmann et al. einger.**).

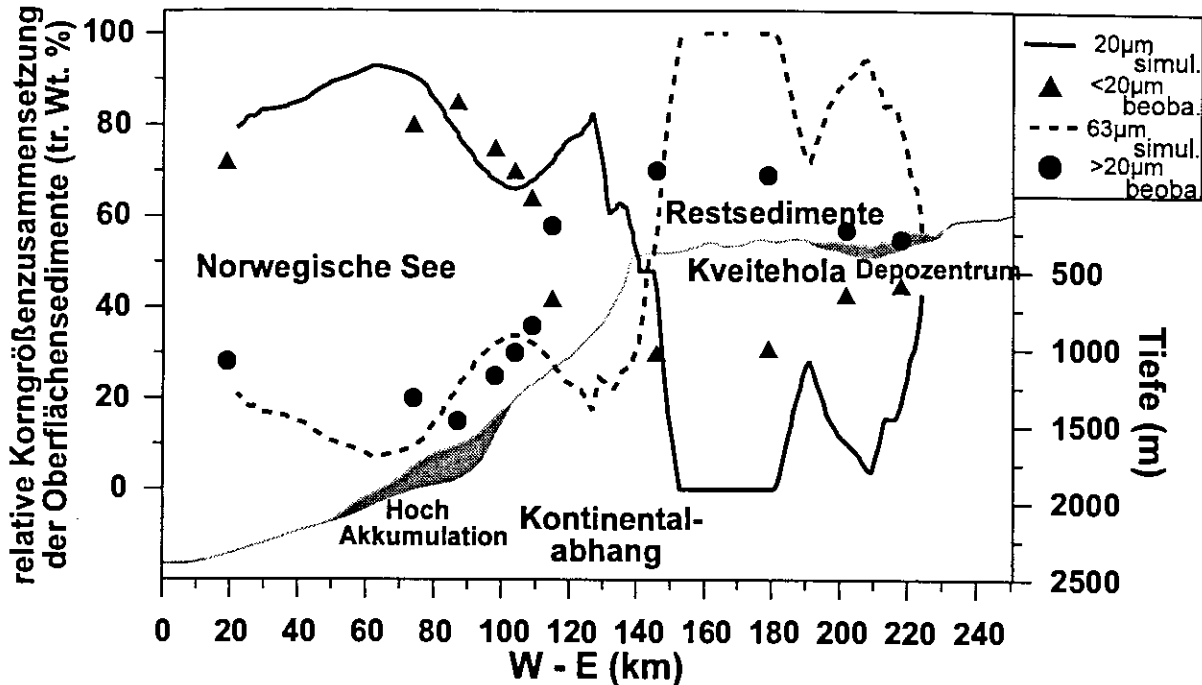
Um die Auswirkung der Dauer eines Ereignisses auf die Akkumulation abschätzen zu können, wurden zwei Experimente durchgeführt, in denen die Dauer des Ausflusses aus dem Kveitehola Tal in den Kontinentalhang jeweils auf einen ganzen und einen halben Tag festgelegt wurde. Im ersten Fall (Abbildung 35.a) befindet sich die hauptsächliche Deposition innerhalb des Hochakkumulationsgebietes und darunter. Im zweiten Fall, mit dem kürzeren Ausstrom, wird ein Depositionsgebiet produziert, das komplett innerhalb des beobachteten Hochakkumulationsgebietes liegt. Daraus ergibt sich, daß kürzere Ereignisse für die Bildung des Hochakkumulationsgebietes eher in Frage kommen als länger anhaltende Plumes.



**Abbildung 35:** Berechnete Verteilung der Oberflächensedimentmächtigkeit, nachdem alle Partikel deponiert sind. Die Gebiete mit einer Netto-Erosion (über den gesamten Simulationszeitraum gesehen) sind gepunktet dargestellt, die Gebiete mit einer Netto-Deposition nicht. Gestreift hinterlegt wurde das beobachtete Hochakkumulationsgebiet (Blaume, 1992). Die Einstromdauer beträgt einen Tag (35.a) bzw. 0.5 Tage (35.b).

In beiden Experimenten ist allerdings auch Erosion innerhalb des Hochakkumulationsgebietes zu erkennen. Dies weist daraufhin, daß die Bildung solcher Hochakkumulationsgebiete nicht allein durch Deposition zu erklären ist, sondern durch ein

komplexes Zusammenspiel aus Deposition, Resuspension und erneuter Deposition. Gleichzeitig muß ein Hochakkumulationsgebiet auch als ein Exportgebiet angesehen werden, vor allem wenn die Ereignisse höher energetisch sind.



**Abbildung 36:** Relative Korngrößenverteilung der Oberflächensedimente auf einem Schnitt vom Kveitehola Tal zum tiefen Ozean. Berechnete Werte (Linien) werden mit beobachteten Werten verglichen (Symbole). Die durchgezogene Linie und die Dreiecke geben den Anteil an Partikeln  $\leq 20 \mu\text{m}$  und die gestrichelte Linie und die Kreise den Anteil  $\geq 63 \mu\text{m}$  an. Restsedimente sind Gebiete, in denen keine Sedimente vorhanden sind.

In Abbildung 36 wird die simulierte relative Korngrößenverteilung der Oberflächensedimente mit der beobachteten Verteilung verglichen (Rumohr 1993, Kap 3.1.1). Die granulometrisch untersuchten 11 kurzen Sedimentkerne liegen auf einem Schnitt vom inneren Kveitehola Tal (km 50 - 150) im Osten zur tiefen Norwegischen See im Westen (km 0 - 50). Die beobachteten Werte sind als Symbole dargestellt ( $\bullet \geq 20 \mu\text{m}$  Grobsilt,  $\blacktriangle < 20 \mu\text{m}$  Feinsilt). Im Kveitehola Tal, in dem die gröbere Fraktion dominiert, nimmt der Anteil der feineren Partikel vom inneren Tal zur Schelfkante hin ab. Ab Kilometer 180 bleibt das Verhältniss mit 70 % Grobsilt und 30 % Feinsilt nahezu konstant. Die berechneten Werte (Linien), auf der Mittelachse des Plumes bestimmt, zeigen generell dieselbe Verteilung. Grobe Silt Partikel ( $63 \mu\text{m}$  - gestrichelt) stellen 100 % der Sedimente im äußeren Bereich des Tals nahe der Schelfkante, wo die Strömung zu schnell ist, um Feinsilt deponieren zu können ( $20 \mu\text{m}$  - durchgezogen). Streckenweise werden gar keine Partikel deponiert. Im inneren Tal nimmt der Anteil an feineren Partikeln zu und erreicht maximale Werte am östlichen Ende des

Tals. Bei Kilometer 210 (Abbildung 36) befindet sich wieder ein Maximum der groben Fraktion. Hier ist der Ausgang des aus dem Norden in das Kveitehola Tal einmündenden Nebentales (der Plume strömt hier aus dem Papier heraus). Der Plume ist an dieser Stelle relativ schnell, so daß weniger feine Partikel deponiert werden. Der Hauptteil des Plumes strömt weiter nach Westen in Richtung Schelfkante. Dazu muß er bei Kilometer 190 eine Schwelle überströmen. Dadurch abgebremst, werden wieder mehr feine Partikel deponiert (Maximum bei km 190). Gleichzeitig staut sich das Wasser vor der Schwelle auf und zurück, so daß auch das hintere Ende des Tales (km 225) überflutet wird. Dadurch entsteht dort ebenfalls eine erhöhte Akkumulation feiner Partikel. Nach Überströmen der ersten Schwelle ist der Plume zu schnell, um feine Partikel zu deponieren, sie werden sogar erodiert. Auf dem Weg zur Schelfkante folgen noch zwei weitere Schwellen. Nachdem der Plume diese jeweils überströmt hat und in die nachfolgenden Becken hineinströmt, wird er zusätzlich beschleunigt, so daß auch die gröberen Partikel erodiert werden können.

Im Hochakkumulationsgebiet am Kontinentalhang ist die quantitative Zusammensetzung der Korngrößen genau entgegengesetzt. Ungefähr 80 % der Akkumulation bestehen aus Feinsilt und nur 20 % aus Grobsilt. Im Zentrum des Hochakkumulationsgebietes erreicht der Anteil an Feinsilt einen maximalen Wert von 90 %. Zwischen Kilometer 0 und 110 liefert die Simulation Ergebnisse, die gut mit den Messungen übereinstimmen. Vom oberen Rand des Hochakkumulationsgebietes nimmt der Anteil an Feinsilt von ungefähr 60 % auf 90 % bei Kilometer 80 zu, um dann bis Kilometer 20 wieder auf 70 % abzufallen. Die simulierten Werte sind etwas (ca. 5 %) erhöht und in Richtung Norwegische See verschoben (ca. 10 km).

Am oberen Kontinentalhang stimmen die Ergebnisse nicht überein. Gemessen wurde hier ein Feinsiltanteil von nur 40 %. Der simulierte Feinsiltanteil beträgt dagegen bis zu 80 %. Die Ursache für diese Diskrepanz kann in der Teilung des Rechengebietes liegen. Bei der Simulation des Plumes am Kontinentalhang benötigt der Plume einige Zeit, bis sich ein realistisches Strömungsregime etabliert hat. In dieser Zeit wird am oberen Hang unrealistisch viel Sediment deponiert. Simulationen mit einer geschlossenen Topographie (bisher aufgrund beschränkter Rechnerkapazitäten nicht möglich) werden vermutlich bessere Ergebnisse liefern.

Eine andere Erklärung liefern Prozesse, die Oberflächensedimente erodieren können, die mit diesem Modell jedoch nicht simuliert werden können. Ein möglicher Prozess ist die Konturströmung. Am oberen Kontinentalhang strömt der Westspitzbergen Strom nordwärts.

Aufgrund des 'reduced gravity' Konzepts kann so eine Strömung des ambienten Wasserkörpers mit diesem Plume Modell nicht simuliert werden. Ein anderer möglicher Prozess ist, daß sich durch Erosion interner Wellen am oberen Hang Restsedimente gebildet haben. Diese Erosion der Oberflächensedimente kann mit dem Plume Modell ebenfalls nicht simuliert werden, wird aber im folgenden Kapitel diskutiert.

### 3.2.3 Ausblick

Mit dem Turbidity Plume Modell liegt ein Modell vor, mit dem Wechselwirkungen zwischen Strömung und suspendierten Partikeln im ozeanographischen Kontext studiert werden können. Die Validierung an einem realen Szenario zeigt, daß das Modell den sedimentologischen Befund gut nachstellt, wobei die relative Zusammensetzung des Sedimentkörpers besonders gut reproduziert wird. Trotzdem sind einige kritische Anmerkungen angebracht. Bei den simulierten Prozessen handelt es sich räumlich und zeitlich um extrem kleinskalige Prozesse. Die simulierte Sedimentverteilung variiert auf kürzesten Entfernungen. Die benutzten räumlichen Auflösungen stellen die obere Grenze dar, um die Prozesse noch sinnvoll darzustellen. Experimente mit höher aufgelösten Topographien sind anzustreben. Wünschenswert wäre auch eine höhere laterale Auflösung der geologischen Datenbasis, um weitere Validierungen des Modells möglich zu machen.

Das Modell beschreibt nur einen Teilaspekt von Turbidity Plumes in der Natur. Aufgrund des Konzepts der reduzierten Schwere liegt dem Modell eine dynamisch passive Umgebung zugrunde. Dynamische Interaktionen des Plumes mit der Umgebung sind folglich nicht darstellbar. Um die Konsequenzen dieser Dynamik zu untersuchen, soll das Turbidity Plume Modell in ein Mehrschichten Plume Modell (**Rubino 1994, Schacht 1994**) implementiert werden. Ebenfalls vernachlässigt werden reaktive Prozesse der suspendierten Partikel im Plume (Aggregation, Dissaggregation). Erste erfolgversprechende Simulationen mit einem eindimensionalen Aggregationsmodell (**Ritzrau und Fohrmann 1996**) lassen hoffen, daß Parameterisierungen für diese Prozesse gefunden und in das Turbidity Plume Modell implementiert werden können. Der Transport von Partikeln (aber auch von Temperatur und Salzgehalt) durch Turbidity Plumes kann in GCM'S (General Circulation Model) nicht aufgelöst werden. Ob das Turbidity Plume Modell Parameterisierungen für diesen Transport liefern kann, soll in Verbindung mit einem Zirkulationsmodell des Europäischen Nordmmerres untersucht werden (**Haupt 1995**).

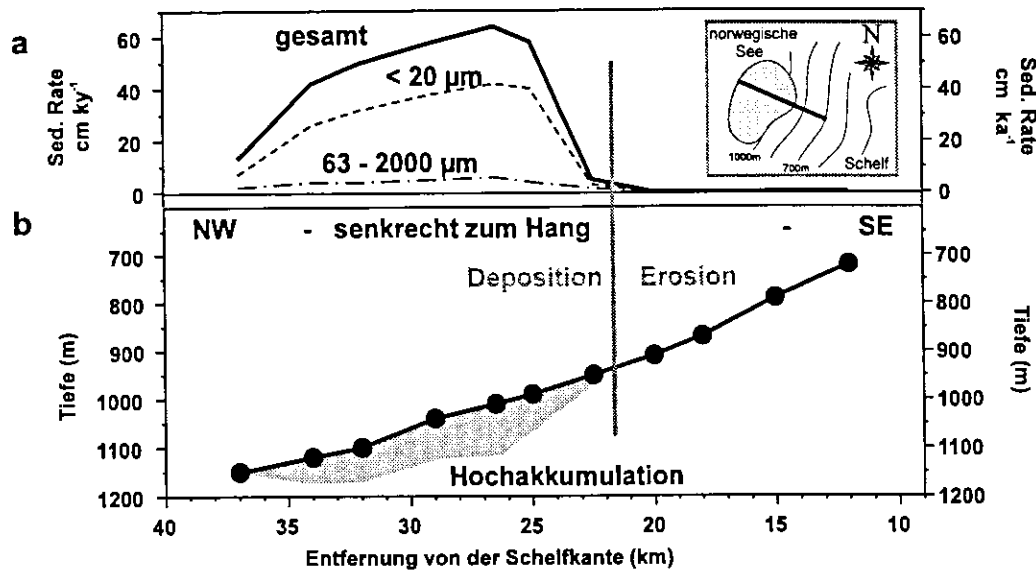
### 3.3 Erosion und Akkumulation durch interne Wellen?

In diesem Kapitel wird ein hydrographischer Schnitt über ein Hochakkumulationsgebiet am Kontinentalhang vor Mittelnorwegen (nordwestlich von Gamlembanken) genutzt, um die potentielle Möglichkeit, daß interne Wellen Oberflächensedimente am mittleren Hang erodieren können, exemplarisch zu untersuchen. Dazu wird zuerst das Hochakkumulationsgebiet vor Gamlembanken und die regionale Hydrographie beschrieben.

#### 3.3.1 Hochakkumulation am Kontinentalhang vor Mittelnorwegen

Am Kontinentalabhang vor Mittelnorwegen wurde in einer Wassertiefe zwischen 950 und 1200 m ein Hochakkumulationsgebiet akustisch (3.5 kHz) kartiert, beprobt und sedimentologisch untersucht (**Rumohr und Blaume einge.**). Das Gebiet liegt westlich Gamlembanken, einer flachen Bank (Wassertiefe < 225 m) am Rand des norwegischen Schelfes, in einer Mulde am unteren Kontinentalhang, die mit dem flachen Schelf über mehrere Rinnen verbunden ist. Die holozäne Sedimentschicht erreicht hier, am hangwärtigen Rand der Hochakkumulation, eine Mächtigkeit von bis zu 7 m.

Untersuchungen der Oberflächensedimente ergaben auf einem Schnitt vom oberen Hang (700 m) bis in eine Tiefe von 1150 m (Abbildung 37.b), daß die am oberen Hang dominierende Sand- und Kiesfraktion (70 % - 63-2000  $\mu\text{m}$ ) mit der Tiefe abnimmt, bis sie in größeren Tiefen (> 950 m) nur noch 10 % des gesamt Sedimentes ausmacht (**Rumohr und Blaume loc. cit.**). Hier wird die Akkumulation von feinen Partikeln (60 % < 20  $\mu\text{m}$ ) dominiert. Innerhalb des Hochakkumulationsgebietes variieren die prozentualen Volumenanteile der einzelnen Fraktionen senkrecht zum Hang nur geringfügig. Mit 60  $\text{cm ka}^{-1}$  wurden die höchsten Sedimentationsraten (Abbildung 37.a) im oberen Drittel der Hochakkumulation bestimmt. Dominierend ist wieder Feinsilt (< 20  $\mu\text{m}$ ) mit allein 40  $\text{cm ka}^{-1}$  und zu den Rändern der Akkumulation abnehmenden Werten. Für Sand ist die Sedimentationsrate geringer als 10  $\text{cm ka}^{-1}$ , dafür aber relativ konstant über das ganze Gebiet.



**Abbildung 37:** Sedimentationsraten im Hochakkumulationsgebiet vor Gamlembanken. A - Sedimentationsraten gesamt, für die Fraktion  $< 20 \mu\text{m}$  und für die Fraktion  $63 - 2000 \mu\text{m}$  dargestellt. Die Lage der Hochakkumulation und des Schnitts sind schematisch rechts dargestellt. B - Die Topographie entlang des Schnitts und die Mächtigkeit der Hochakkumulation (grau) schematisch dargestellt. (mit freundl. Genehmigung von Rumohr und Blaume).

Rumohr und Blaume (*loc. cit.*) interpretieren diese Hochakkumulation als das Resultat verschiedener Ereignisse, die Sedimentpartikel vom Schelf oder dem oberen Hang durch die verschiedenen Rinnen in das Hochakkumulationsgebiet transportieren. Relativ häufige geringer-energetische Ereignisse, die überwiegend feine Partikel transportieren und möglicherweise schon oberhalb des Akkumulationsgebietes vom Boden abheben und sich in den Wasserkörper einschichten, deponieren ihre Fracht überwiegend im oberen, hangseitigen Bereich der Hochakkumulation. Relativ seltene höher-energetische Ereignisse, die gröberes Material sehr viel weiter transportieren, deponieren ihre Fracht nahezu gleichmäßig im gesamten Akkumulationsgebiet. In beiden Fällen muß ein Prozeß beteiligt sein, der auf dem Schelf oder am oberen Kontinentalhang relativ dichte Wassermassen produziert, die den Dichtegradienten zwischen dem NAW und dem NSDW durchdringen können.

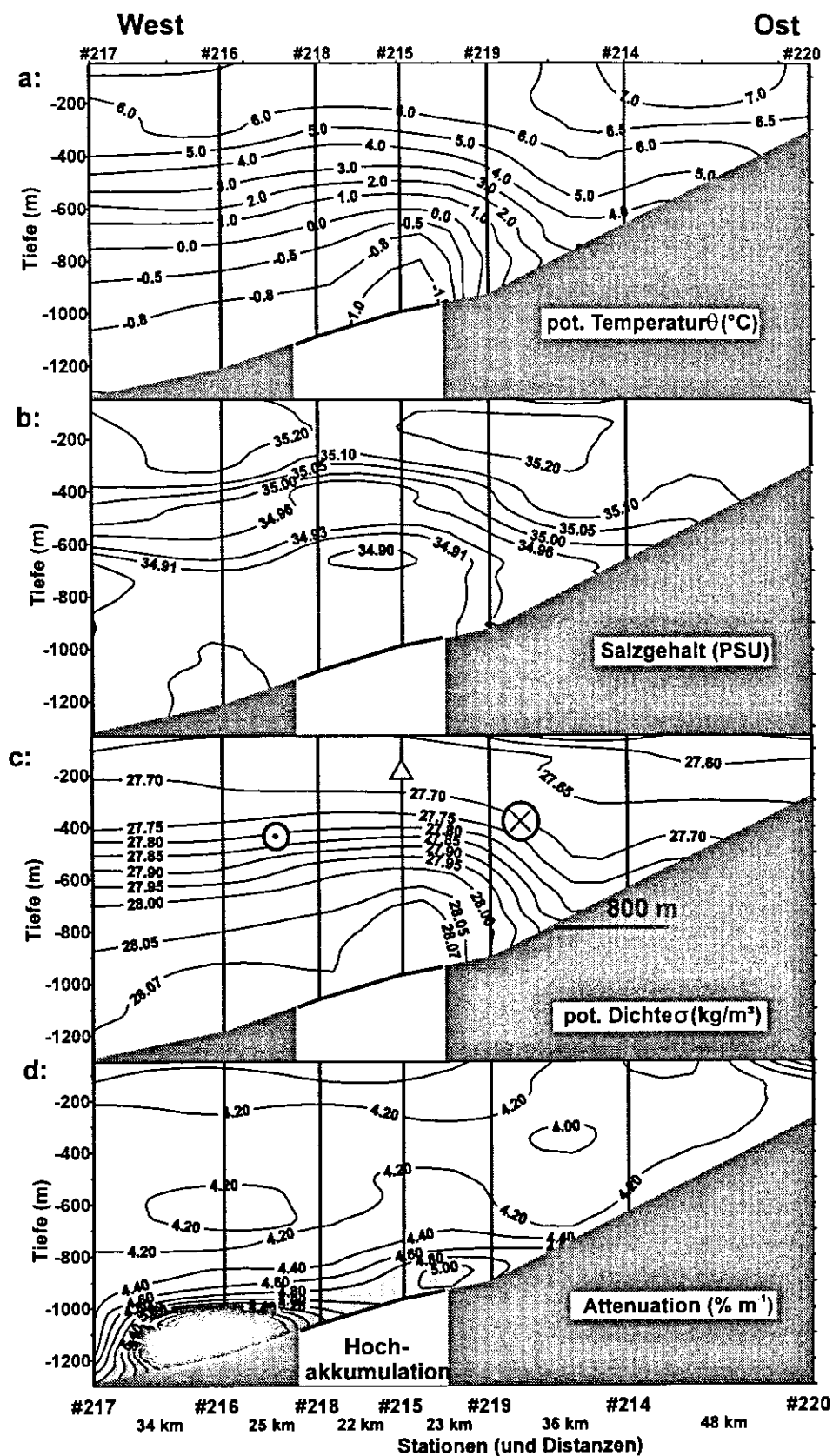
Erosion durch interne Wellen am oberen Kontinentalhang ist von Bedeutung, um den oberen Hang frei von feinen Partikeln zu halten, die aus den oberen Wasserschichten herabsinken, und könnte auch als Auslöser für nieder-energetische Prozesse angesehen werden. Der Transport von groben Partikeln in große Tiefen kann aus dieser Tatsache allein nicht erklärt werden. Rumohr und Blaume (*loc. cit.*) postulieren Winterwasserkaskaden, die auf dem

Schelf über Gamlembanken gebildet bis tief in die Norwegische See eindringen können. Unterstützt wird die Bildung dabei durch isolierte Wassermassen in einer Taylorsäule, wie es von Eide (1979) bei Halten Banken am mittleren Norwegischen Schelf beobachtet wurde.

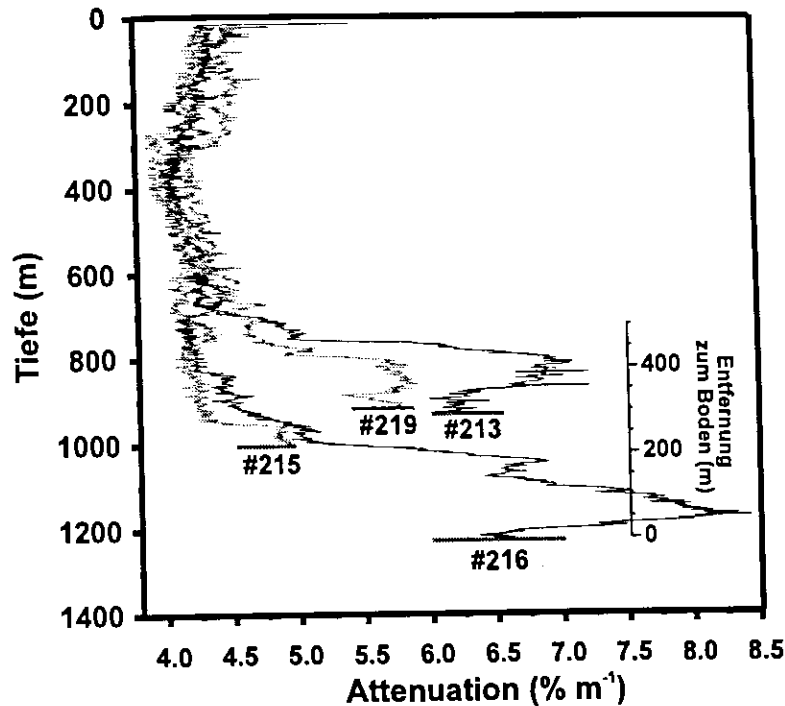
Basierend auf diesem geologischen Befund war das Ziel der 205ten Reise (18.03.-13.04.1994) des Forschungsschiffes Poseidon neben der Untersuchung der mesoskaligen ozeanographischen Strukturen am Kontinentalrand vor Mittelnorwegen vor allem die Suche und Beobachtung von bodennahen, relativ dichten und/oder partikelbeladenen Plumes, was allerdings nicht gelang (Rumohr et al. 1996). Es ist zu vermuten, daß winterliches Bodenwasser schon abgeflossen und durch die starken und anhaltenden Stürme, vor und während der Expedition, vermischt und nicht mehr nachweisbar war. Die durchweg geringen Sestonergehalte von  $100 \mu\text{g l}^{-1}$  bis maximal  $1200 \mu\text{g l}^{-1}$  in der BNL auf dem Schelf lassen vermuten, daß zum Zeitpunkt der Messungen kein resuspensionsfähiges Material mehr verfügbar war. Trotzdem lieferten einige Stationen bemerkenswerte Ergebnisse, die belegen, daß die Verbreitung der BNL eng an die mesoskalige Hydrographie - auch im Tiefenwasser der Norwegischen See - gekoppelt ist und durch Turbidity Plumes beeinflusst wird.

Bei  $67^\circ \text{N}$  wurden auf einem quasi-synoptischen Schnitt von der Norwegischen See im Westen zum norwegischen Schelf im Osten potentielle Temperatur, Salzgehalt, potentielle Dichte (FSI-CTD Sonde) und Attenuation (Seatech Transmissiometer) bestimmt (Abbildung 38.a-d). Die Deckschicht besteht aus warmem ( $> 6.0^\circ \text{C}$ ) und salzreichem ( $> 35.1 \text{ PSU}$ ) Wasser des nordwärtsgerichteten Nordatlantischen Stroms (NAC). Tiefer als 700 m befindet sich mit relativ gleichmäßigen Temperaturen unter  $0^\circ \text{C}$  und einem etwas variableren Salzgehalt  $< 34.91 \text{ PSU}$  das Tiefenwasser der Norwegischen See (NSDW). Die Attenuation (Lichtschwächung) zeigt leicht erhöhte Werte ( $> 4.4 \% \text{ m}^{-1}$ ) im Oberflächenwasser (Abbildung 38.d). Hohe Werte der Attenuation stehen dabei für trübes Wasser und niedrige kennzeichnen klares Wasser. Unterhalb der euphotischen Zone ( $\approx 100 \text{ m}$ ) wird das Wasser klarer und die Attenuation erreicht mit  $4 \% \text{ m}^{-1}$  minimale Werte in ca. 500 m Tiefe. Darunter nehmen die Werte wieder zu, das Wasser wird trüber. In der BNL, zwischen 50 und 200 m über dem Boden, nimmt die Attenuation an allen Stationen sprunghaft zu. Maxima befinden sich an Station #216 und #219. Abbildung 39 zeigt das Attenuationssignal für einzelne ausgewählte Stationen.





**Abbildung 38:** Regionale Verteilung von Temperatur, Salzgehalt, Dichte und Attenuation am Kontinentalhang vor Mittelnorwegen auf einem hydrographischen Schnitt über dem Hochakkumulationsgebiet Gamlembanken bei 67.15° N und 7.3° O nach 66.8° N und 8.2° O.



**Abbildung 39:** Attenuationsprofile der Stationen #213, #216 - (schwarz), #215 und #219 - (grau).

Das Attenuationssignal in der BNL ist an Station #215 (in der Mitte des Schnittes in Abbildung 38) am geringsten ausgeprägt ( $\Delta \text{Att.} = 1.5\% \text{ m}^{-1}$ ). An Station #216 (dem tieferen Attenuationsmaximum in Abbildung 38) ist die BNL über 200 m mächtig und durch verschiedene Minima und Maxima gekennzeichnet. Das primäre Maximum liegt in 50 m über dem Boden. Der Attenuationswert direkt am Boden stimmt mit einem sekundären Maximum in 175 m über dem Boden überein. Vermutlich handelt es sich bei diesem Wert der zum Boden hin ausdünnenden BNL um das eigentliche lokale Signal. Das vom Boden abgelöste primäre Maximum kann ein Hinweis für lateral advektiertes Material sein. Die Stationen #219 und #213 lagen, mit einem zeitlichen Versatz von einem Tag, an derselben geographischen Position. Das Profil der Station #219 ist in den Schnitt in Abbildung 38 integriert und zeigt das Attenuationsmaximum in 800 m Tiefe. Die BNL an Station #219 ist ca. 120 m mächtig und erreicht Attenuationswerte von  $5.75\% \text{ m}^{-1}$ . Bis auf eine Inversion, 30 m über dem Boden, ist das Signal innerhalb der BNL homogen. Die zeitliche Variabilität innerhalb der BNL wird durch Station #213 deutlich, die 21 Stunden früher an der Position von Station #219 abgearbeitet wurde. Mit maximal  $7\% \text{ m}^{-1}$  ist hier die Abweichung vom Zwischenwasserminimum ( $4.25\% \text{ m}^{-1}$ ) der Attenuation fast doppelt so hoch wie an Station #219. Innerhalb der BNL liegt das Maximum, ähnlich wie an Station #216, über einer weniger trüben, 50 m mächtigen Bodenschicht, was wieder ein Hinweis für lateral advektiertes Material ist.

An dem Aufbau der Wassermassen auf dem hydrographischen Schnitt (Abbildung 38) sind verschiedene Prozesse beteiligt, die bei der Interpretation beachtet werden müssen. Die großräumige Hydrographie wird nach Dickson (1990) als ein komplexes System von stehenden und wandernden internen Wellen beschrieben, das eng an Wirbelstrukturen im Nordatlantischen Strom gekoppelt ist. Im folgenden wird Dickson frei zitiert:

Am Kontinentalhang vor Mittelnorwegen besteht der Nordatlantik Strom aus diskreten nordwärtigen Strömungen, die durch elliptisch auseinandergezogene Wirbel getrennt werden. Diese stabilen Strukturen entstehen, nachdem der Nordatlantik-Strom das Vøring-Plateau überquert hat. Die Tatsache, daß sich die Längsachsen der Wirbel entlang der Tiefenlinien des Kontinentalhanges erstrecken, ist ein weiterer Hinweis auf eine Steuerung durch die Topographie. Mit diesen Wirbeln sind verschiedene stehende und wandernde interne Wellen verknüpft. Die stehenden Wellen dominieren dabei und kennzeichnen den weitaus größten Teil eines Westost Schnittes bei 66° N. Dort fanden sich drei verschiedene stationäre interne Wellen, deren mittlere Amplituden zwischen 100 und 250 m betrugen. Ihre Wellenlänge lag zwischen 45 und 90 km. Der zweite Typ, die wandernden internen Wellen, waren weniger deutlich zu erkennen. Eine allerdings wurde über dem Kontinentalhang erzeugt und wanderte mit einer geschätzten Geschwindigkeit von 6 km d<sup>-1</sup> westwärts. Die stehenden Wellen werden durch die Wirbel im Nordatlantischen Strom verursacht, die Ursache der wandernden Wellen ist unklar.

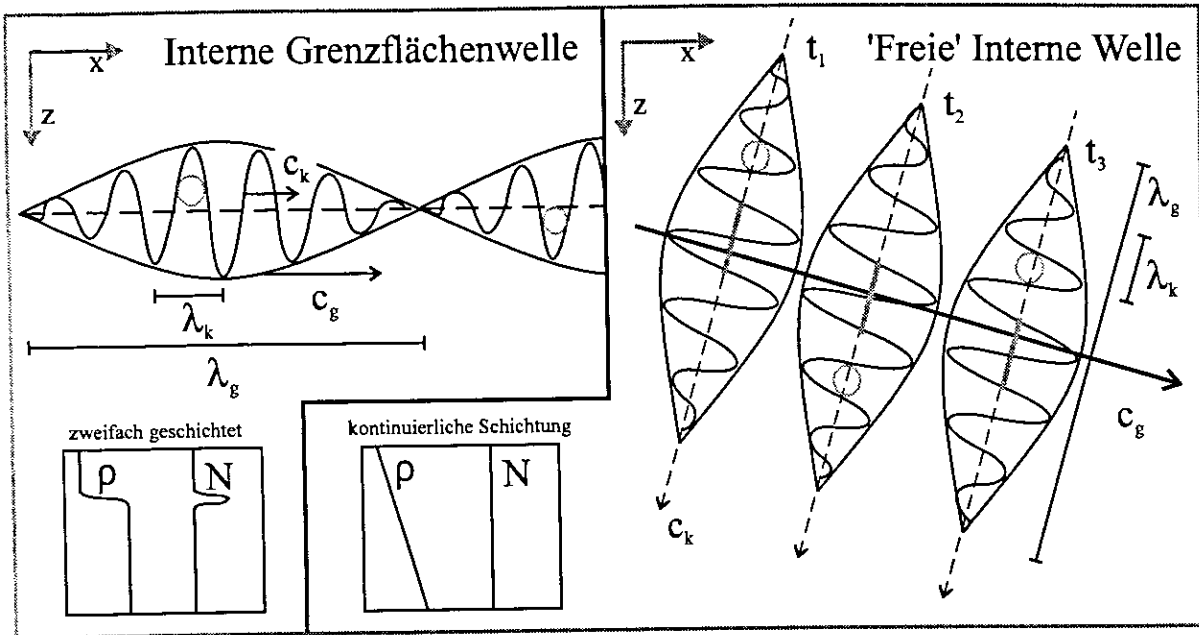
Der von Dickson beschriebene östlichste Wellenberg ist in dem hydrographischen Schnitt zu erkennen (Abbildung 38). Die maximale vertikale Auslenkung nach oben liegt zwischen den Stationen #215 und #218. Der damit verbundene zyklonale Wirbel ist in dem Dichteschnitt (Abbildung 38.c) angedeutet. Erkennbar an der Neigung der Isopyknen von West nach Ost, strömt der Nordatlantik Strom östlich der Station #215 nach Norden (⊗). Am oberen Hang (400 m) sind die Geschwindigkeiten, aufgrund der geringeren Neigung der Isopyknen, geringer als am mittleren Hang (800 m). Dieser Befund deckt sich mit Strömungsmessungen aus zwei Langzeitverankerungen, die 1986 von April bis Oktober in 550 und 800 m Wassertiefe ausgebracht waren. An der tieferen Position wurden 5 m über dem Meeresboden maximale nordostwärts setzende Geschwindigkeiten von bis zu 175 cms<sup>-1</sup> registriert. Diese Werte sind um den Faktor 5 höher als in der thermohalinen Grenzschicht zwischen NAW und NSDW an der flacheren Verankerung (Blaume 1992). Im Westen der Station #218, wo die Neigung der Isopyknen umgekehrt und schwächer ist, rezirkuliert warmes und salzreiches Nordatlantisches Wasser (⊙) langsamer in Richtung Süden. Damit gekoppelt, befindet sich im Bereich der Stationen #215 und #218 eine Zone geringer Geschwindigkeiten - das 'Auge' des zyklonalen Wirbels. Mit der Divergenz an der Oberfläche und der daraus resultierenden Konvergenz am Boden ist ein Auftriebsgebiet (Δ) verbunden, das deutlich an der Aufwölbung der Isothermen, der Isohalinen und auch der Linien gleicher Attenuation zu erkennen ist. Hier, wo aufgrund der

geringeren Strömungsgeschwindigkeiten auch mit verstärkter Sedimentation zu rechnen ist, befindet sich das oben beschriebene Hochakkumulationsgebiet. Das Zentrum der rezenten Akkumulation liegt nahe Station #215 und erreicht dort maximal 7 m Mächtigkeit. Über den zyklonalen Wirbel allein läßt sich die Entstehung der Hochakkumulation allerdings nicht erklären, da überwiegend lithogene, vom Schelf und oberen Hang stammende, glaziale Sedimentpartikel akkumuliert wurden. Pelagische Partikel wurden nur zu einem geringen Teil deponiert (**Rumohr und Blaume loc. cit.**). Diese 'ruhige' Zone begünstigt allerdings die Sedimentation von lateral in das Zentrum des Wirbels advektierten Partikeln (durch die bodennahe Konvergenz), womit sich, in Verbindung mit der geringen Hangneigung ( $0.95^\circ$  gegenüber  $2.0^\circ$  am oberen Hang), die Frage beantworten läßt, warum das Hochakkumulationsgebiet hier entstanden ist. Die Herkunft der Sedimentpartikel kann allerdings nicht erklärt werden. Vermutlich ist aber Erosion durch interne Wellen am oberen Hang beteiligt, was im folgenden Abschnitt diskutiert wird.

### 3.3.2 Erosion durch interne Wellen

Erosion an der Schelfkante kann durch interne Wellen ausgelöst werden. Dadurch erklärt sich auch, warum an der Schelfkante häufig Restsedimente angetroffen werden (**Elverhøi und Solheim 1983b, Pfirman 1985, Blaume 1992, Blaume und Rumohr loc. cit.**), die ein Hinweis auf Erosion sind. Treffen interne Wellen auf den Kontinental Schelf, so kann es bei bestimmten kritischen Hangneigungen zu besonders hohen bodennahen Geschwindigkeiten kommen, so daß Sediment erodiert werden kann (**Huthnance 1995, Thorpe und White 1988, Fahrbach und Meincke 1982**). Zur Erläuterung soll im folgenden ein kurzer Exkurs in die Theorie der internen Wellen vorgenommen werden (**LeBlond und Mysak 1978, Munk 1981, Pond und Pickard 1978, Gill 1982**), der Grundlage für die weitere Diskussion des hydrographischen Schnittes bildet (Seite 88 ff.).

Interne Wellen können in einem geschichteten Ozean entstehen, wenn ein Wasserteilchen aus seiner Ruhelage herausbewegt wird. Es beginnt dann mit einer von der Dichteschichtung abhängigen Frequenz um das Niveau der Ruhelage zu schwingen. Diese 'Auftriebs'-frequenz ist bekannt als die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N = \sqrt{g/\bar{\rho} \cdot d\rho/dz}$  und berechnet sich über die Änderung der Dichte mit der Tiefe. Sie ist die höchste Frequenz, mit der interne Schwingungen im Ozean auftreten können. Andererseits kann die Frequenz interner Wellen  $\omega$  nicht kleiner als die Trägheitsfrequenz  $f$  werden. Daher gilt für interne Frequenzen  $f < \omega < N$ .

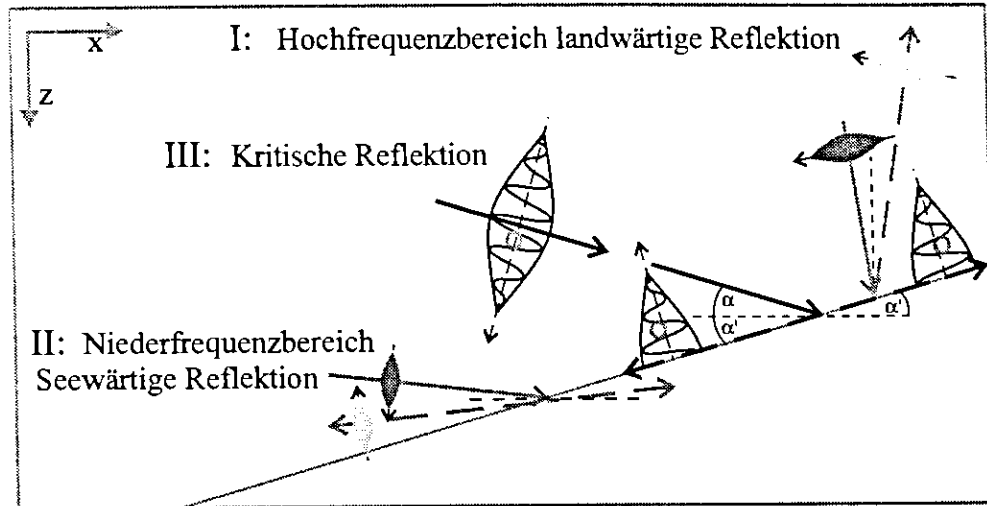


**Abbildung 40:** Ausbreitung interner Wellen, links im zweifach geschichteten Ozean und rechts in einem kontinuierlich geschichteten Ozean.  $\lambda_k$  Wellenlänge der internen Welle,  $\lambda_g$  Wellenlänge der Wellengruppe,  $c_k$  Phasengeschwindigkeit der internen Welle,  $c_g$  Gruppengeschwindigkeit,  $t_1 < t_2 < t_3$  Zeitpunkte (modifiziert nach Gill 1982, Munk 1981). Links unten sind die Dichteschichtung und die dazugehörige Brunt-Väisälä-Frequenz schematisch dargestellt.

Theoretisch gibt es zwei verschiedene Arten von internen Wellen (Abbildung 40): Interne Grenzflächenwellen, die sich ähnlich wie Oberflächenwellen an Dichtesprungschichten meist horizontal fortpflanzen, dabei aber modifiziert durch die reduzierte Schwere  $g' = (\rho_{\text{oben}} - \rho_{\text{unten}}) / \bar{\rho}$  kürzere Wellenlängen und höhere Amplituden besitzen, und 'freie' interne Wellen, die in einem kontinuierlich geschichteten Ozean vorkommen und sich nicht nur horizontal ausbreiten. Diese internen Wellen unterscheiden sich von den internen Grenzflächenwellen dadurch, daß sie ihre Energie im rechten Winkel zur Phasengeschwindigkeit (die in Richtung der Ausbreitung der einzelnen Wellenberge und -täler zeigt) transportieren. Das führt dazu, daß sich ganze Wellengruppen seitlich fortpflanzen (Abbildung 40). Dabei bewegen sich die Partikel der internen Wellen (Abbildung 40 - graue Kreise) senkrecht zur Gruppengeschwindigkeit ( $c_g$ ), das heißt senkrecht zur Abbildung. Die Ausbreitungsrichtung der Wellengruppe (und damit auch der Energie) hängt von der Frequenz der Welle und Dichteschichtung ab. Je kleiner die Frequenz bezogen auf die lokale Brunt-Väisälä-Frequenz ist ( $\omega \ll N$ , niederfrequente interne Wellen), desto horizontaler breitet sich die Welle aus. Ist die interne Frequenz nahe der lokalen Brunt Väisälä Frequenz ( $\omega \approx N$ , hochfrequente interne Wellen), dann breiten sie sich vertikal aus. Der Ausbreitungswinkel ist definiert über  $\alpha = \arctan\left(\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}\right)$ . Im Falle

eines diskontinuierlich ( $N = N(z)$ ) geschichteten Ozeans, was häufig der Fall ist, befinden sich in der Deckschicht und in der Tiefe relativ schwach geschichtete Wassermassen mit einer niedrigen Brunt-Väisälä-Frequenz ( $N_1$ ). In der Übergangszone, im Bereich der Thermo- oder Haloklinen, ist die Schichtung stärker und damit auch die Brunt-Väisälä-Frequenz ( $N_2$ ) größer. Es gilt dann  $N_1 < N_2$ . Interne Wellen mit einer Frequenz  $\omega$  ( $N_1 < \omega < N_2$ ) können sich nur in einem Tiefenbereich bewegen, in dem die Frequenz kleiner als das lokale  $N$  ist. Wenn sich vertikal

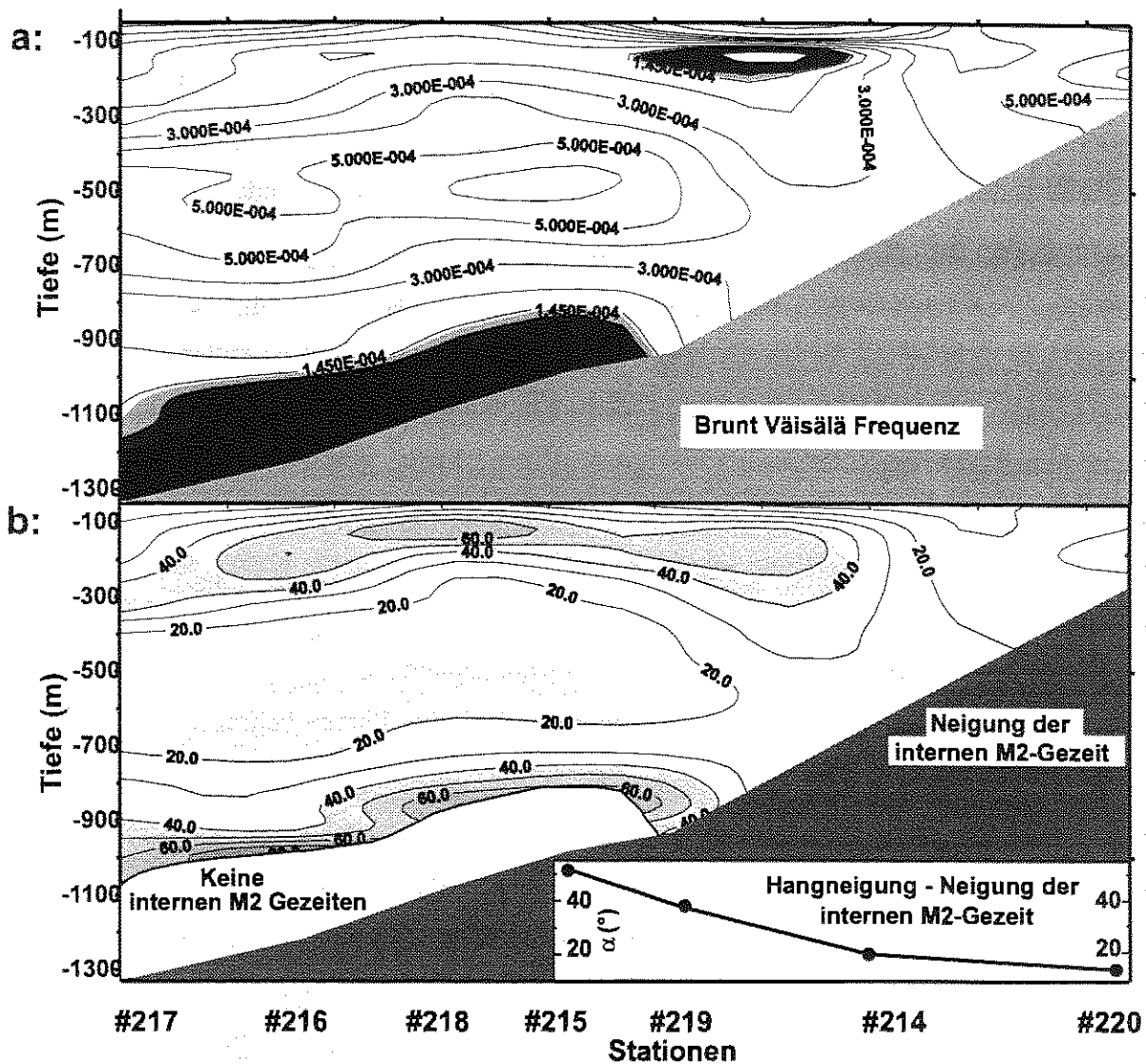
fortpflanzende Wellen ein Niveau erreichen, in dem  $\omega = N$  ist, werden sie reflektiert. Sie sind also in einem bestimmten Tiefenintervall gefangen. Den kontinentalen Schelf können sie demnach auch nur innerhalb dieses Tiefenbereiches erreichen. Für die Erosion von Oberflächensedimenten an der Schelfkante ist die Reflektion interner Wellen an einer festen Grenzfläche von Bedeutung.



**Abbildung 41:** Reflektion interner Welle an einem geneigten Hang, wie im Text erläutert (frei nach Munk 1981, LeBlond und Mysak 1978).

Im Gegensatz zu Reflektionen in der Optik oder Akustik, wo Wellen in einem Winkel bezüglich ihres Reflektors reflektiert werden (Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel), werden interne Wellen bezüglich einer horizontalen Niveauläche reflektiert. Das liegt daran, daß die Ausbreitungsrichtung von der Frequenz der internen Welle ( $\omega$ ), von der Brunt-Väisälä-Frequenz ( $N$ ) und der Trägheitsfrequenz ( $f$ ) abhängt (die sich an dem Punkt der Reflektion nicht verändern), nicht aber von der Neigung des Reflektors. Das bedeutet, daß interne Wellen, deren Neigung zur horizontalen ( $\alpha$ ) größer ist als die Hangneigung (Abbildung 41 I, relativ hochfrequent), landwärts reflektiert werden und interne Wellen, deren Neigung kleiner als die Hangneigung ist (Abbildung 41 II, relativ niederfrequent), seewärts reflektiert werden. Kritische Reflektion tritt auf, wenn die Neigung der internen Welle gleich der Hangneigung ist (Abbildung 41 III). Dann wird die interne Welle parallel zum Hang reflektiert und kann sich solange hangauf- und hangabwärts fortpflanzen, bis sie ein Niveau in der Dichteschichtung erreicht ( $\omega = N$ ), an dem sie wieder in den Ozean reflektiert wird. Für Wellen, deren Neigung nahe der Hangneigung ist, treten also in dem gesamten Tiefenintervall, in dem sie existieren können, bodennah besonders hohe Geschwindigkeiten auf, die zur Erosion des Oberflächensedimentes beitragen können.

Ist die Dichteverteilung auf einem hydrographischen Schnitt bekannt, dann können die lokalen Auftriebsfrequenzen (Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$ ) berechnet und damit der Tiefenbereich bestimmt werden, in dem interne Wellen einer bestimmten Frequenz ( $\omega$ ) existieren können (Abbildung 42).



**Abbildung 42:** (a): Brunt-Väisälä-Frequenz (N) berechnet für den Gamlembankenschnitt (Abbildung 38). In den schattierten Bereichen ist N kleiner als die lokale Frequenz der internen M2-Gezeit ( $\omega_{m2}$ ). (b): Neigung ( $^\circ$ ) der internen M2-Gezeit in den Bereichen, in denen  $\omega_{m2}$  kleiner N ist. Rechts unten (in b) ist die Differenz aus der Neigung des Meeresbodens, dort wo ihn die interne M2-Gezeit erreichen kann, und der lokalen Neigung der internen M2-Gezeit abgebildet.

Bei Gamlembanken beträgt die Frequenz ( $\omega_{m2}$ ) der M2 Gezeit  $1.405 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (Schwidorski 1986). Mit der lokalen Trägheitsfrequenz  $f = 2.799 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  ist die Bedingung  $f < \omega$  für die Existenz interner Wellen erfüllt. Die Bedingung  $\omega < N(z)$  ist bis in eine Tiefe von 900 m erfüllt (Abbildung 42.a). Interne Wellen mit der Frequenz der M2-Gezeit können also den gesamten oberen Kontinentalhang erreichen. Im Ozean breiten sich interne Wellen unter einem bestimmten Winkel ( $\alpha$ ) zur Horizontalen aus, der von der Schichtung (N), der geographischen Breite (f) und der eigenen Frequenz ( $\omega$ ) abhängt (siehe oben). An der Grenze zwischen NAW und NSDW (400 - 700 m) beträgt diese Neigung der internen Wellen (Abbildung 42.b) weniger als  $20^\circ$ . Die Wellen sind hier relativ (bezogen auf N) niederfrequent und pflanzen sich

eher horizontal fort. Darunter und darüber sind die Wellen relativ hochfrequent und breiten sich eher vertikal aus ( $\alpha > 60^\circ$ ). Kritische Reflektionen interner Wellen am Hang können auftreten, wenn ihre Neigung gleich der Hangneigung ist. Bei diesem kritischen Winkel wird die Welle parallel zum Meeresboden reflektiert, den sie dann entlangwandert, bis sie in einer Schicht, in der  $N(z) = \omega$  ist, wieder reflektiert wird. In Abbildung 42.b (unten rechts) ist die Differenz aus Hangneigung und Neigung der internen M2-Gezeit am Meeresboden an den Stationen #215 bis #220 dargestellt. Die Neigung der internen Gezeit ist entlang des ganzen Hanges größer als die Hangneigung, die Differenz nimmt dabei aber nach oben hin ab, bis sie an der Schelfkante einen minimalen Wert von  $14^\circ$  erreicht. In dieser Untersuchung wird die Hangneigung allerdings unterschätzt, da die relativ grobe Auflösung des Schnittes die sicherlich sehr viel variablere und lokal sehr viel steilere Topographie glättet. Interne Wellen sind hier, wie auch in anderen Bereichen des norwegischen Schelfes, ein wichtiger Faktor bei der Erosion der Oberflächensedimente am oberen Kontinentalhang.

Sicherlich können sie auch zur Auslösung von Turbidity Plumes beitragen. Im Falle der M2-Gezeit ist dieser Effekt allerdings eher gering, da periodische Ereignisse größere Akkumulationen im Quellgebiet verhindern, die nötig sind, um genügend hohe Konzentrationen an suspendierten Sedimentpartikeln zu erhalten. Periodische interne Wellen können aber dennoch zur Akkumulation feinkörniger Sedimente führen. Diese Akkumulationen sind unterhalb des Hangbereiches zu erwarten, in dem die internen Wellen am Hang erodieren können. Dort können die Sedimente von episodischen internen Wellen mit niedrigeren Frequenzen resuspendiert und als Turbidity Plumes forttransportiert werden. Von internen Wellen erodierte Partikel können auch von einem Plume aufgenommen und in die Tiefe transportiert werden. Wie sich dieses Entrainment von Partikeln auf die Dynamik von Plumes auswirkt, bleibt noch zu untersuchen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die BNL am mittleren norwegischen Kontinentalhang durch ein Wirbelsystem im NAW und NSDW gespeist wird. In diesen Wirbeln führen Divergenzen und Konvergenzen zu ruhigen Zonen vertikaler Bewegung. Hier können Partikel verstärkt sedimentieren und am Meeresboden akkumulieren. Die BNL kann zum anderen aber auch durch interne Wellen gespeist werden, die Oberflächensedimente am Kontinentalrand erodieren. Beides kann auch ein Prozeß sein, der Trübestrome auslöst, sofern die Konzentrationen suspendierter Partikel hoch genug sind. Der möglicherweise ebenfalls große Einfluß der Randströmung oder von Schelfrandwellen auf die Erosion der Sedimente am oberen Hang kann in dieser Arbeit nicht abgeschätzt werden.



## 4 Diskussion

### 4.1 Tiefenwasserproduktion durch Turbidity Plumes - eine Abschätzung

Das Hochakkumulationsgebiet unterhalb des Kveitehola (40 km im Durchmesser) erstreckt sich über eine Fläche von  $1260 \text{ km}^2$ . Mit einer mittleren Schichtdicke von 1.5 m beträgt das Volumen der holozänen Sedimente  $1.88 \text{ km}^3$ . Multipliziert mit dem Naßgewicht des Sediments ( $1400 \text{ kg m}^{-3}$ ) ergibt sich mit  $2.64 \cdot 10^9 \text{ t}$  die totale Masse des Hochakkumulationsgebietes. Das Alter der untersten holozänen Sedimentschicht wurde auf 8000 Jahre bestimmt (Isotopenstratigraphie ( $\delta^{18}\text{O}$ ) an der Foraminifere *N. pachiderma* sinistral, durchgeführt von H. Erlenkeuser, Leibnizlabor, Kiel). Daraus folgt, daß während des Holozäns im Mittel  $330\,000 \text{ t a}^{-1}$  an Sedimenten im Hochakkumulationsgebiet deponiert wurden. Nimmt man an, daß das gesamte Sediment aus dem Kveitehola Tal und von den daran angrenzenden flachen Bänken stammt (Kap. 3.1), so läßt sich der Ausstrom aus dem Kveitehola Tal abschätzen. Basierend auf der Bathymetrie (Kap. 2.1.2), hydrographischen Messungen (Kap. 3.1.2.1, **Blaume 1992**) und Ergebnissen der Simulation (Kap. 3.2.1) wird die Breite eines Plumes am Ausgang des Kveitehola Tals mit 5 km und die Höhe mit 20 m angenommen. Die Strömungsgeschwindigkeit eines ausströmenden Plumes wird in einer Größenordnung von  $0.15 \text{ m s}^{-1}$  geschätzt. Daraus ergibt sich für den Ausfluß aus dem Tal ein instantaner Wassertransport von  $15000 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . Bei einer angenommenen mittleren Partikelkonzentration von  $0.1 \text{ g l}^{-1}$  (Tab. 1, Kap. 2.1.1, Kap. 2.2.2.4) ist damit ein instantaner Partikeltransport von  $1500 \text{ kg s}^{-1}$  verknüpft. Um die jährlich deponierten  $330 \cdot 10^6 \text{ kg}$  Sedimente in das Hochakkumulationsgebiet zu transportieren, muß der Ausstrom 2.5 Tage im Jahr andauern. In dieser Zeit strömen insgesamt  $3.3 \cdot 10^9 \text{ m}^3$  Wasser aus dem Tal hinaus. Aufgrund der numerischen Resultate (Kap. 3.2.2, Abbildung 32) erscheinen fünf Ereignisse, die einen halben Tag andauern, wahrscheinlicher als ein Ereignis, das zweieinhalb Tage andauert.

Die Tiefenwasserproduktion durch Turbidity Plumes hängt nicht nur von dem auf dem Schelf produzierten dichten Wassermassen ab, sondern ganz wesentlich auch davon, wieviel intermediäre Wassermassen auf dem Weg in die Tiefe entrainiert werden. Die Entrainmentrate von Turbidity Plumes ist doppelt so hoch wie die von TS Plumes (Kap. 2.3.1 Abbildung 16). Letztere beträgt nach **Jungclauss et al. (1995)** für den 'Svalbard Outflow' 400 %. Mit einer Entrainmentrate von 800 % läßt sich die Tiefenwasserproduktion durch Turbidity Plumes aus

dem Kveitehola Tal auf 0.001 Sv abschätzen. Dies ist ein kleiner Wert verglichen mit der Tiefenwasserproduktion durch Konvektion im offenen Ozean wie zum Beispiel in der Grönland See (0.5 Sv, **Rudels und Quadfasel 1991**, **Heinze et al. 1990**, **Smethie et al. 1986**), mit der TS angetriebenen Konvektion an den Rändern des arktischen Ozeans (0.5 Sv, **Rudels und Quadfasel 1991**) oder mit dem 'Svalbard Outflow' (0.22 Sv, **Jungclauss et al. 1995**).

Allerdings ist das Kveitehola Tal nur eine kleine Region, in der Turbidity Plumes ausgelöst werden können. Das Areal, das in das Kveitehola Tal entwässert, umfaßt ca.  $7.5 \cdot 10^3 \text{ km}^2$ . Nach **Kasov und Blazhchishin (1978)** ist die Fläche des Barents Schelfs mit  $3.8 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  ca. 500 mal so groß. Der Teil des Barents Schelfes, der flacher als 250 m ist, ist ungefähr halb so groß. Der Bereich der Barents See, in dem potentiell Turbidity Plumes entstehen können, ist also wenigstens mehr als hundert mal größer als die Kveiteholaregion. Das Potential der Tiefenwasserbildung durch Turbidity Plumes des Barents Schelfes kann daher auf mehr als 0.1 Sv geschätzt werden, was in der Größenordnung der anderen Konvektionsprozesse ist.

Noch bedeutender wird dieser Prozeß, wenn man die anderen arktischen Schelfmeere in die Betrachtung mit einbezieht. Dann erhöht sich das Potential nicht nur proportional zur Fläche, sondern auch durch erhöhte Sedimentverfügbarkeit durch Fluß- und Gletschereintrag. Dieser zusätzlich Eintrag terrigener Sedimente wird im folgenden Kapitel diskutiert.

## 4.2 Sedimentverfügbarkeit

Die Sedimentverfügbarkeit ist der entscheidende limitierende Faktor für Turbidity Plumes. Damit sie lokal wiederholt auftreten können, müssen sich die Ressourcen an unkonsolidierten feinkörnigen Sedimenten regenerieren. Dazu müssen feinkörnige Partikel entweder lokal (autochton) 'produziert' oder aus anderen Regionen (allochton) importiert werden. Produktion findet auf dem Barents Schelf durch Zerkleinerung des anstehenden Oberflächensediments statt, durch Brandung oder starke Strömungen in den flachsten Bereichen, und wird lokal durch die anhaltende postglaziale Hebung des Meeresbodens gefördert (**Lambeck 1995**). Ebenfalls in den flacheren Bereichen werden Karbonatsande biologisch produziert (**Elverhøi und Solheim 1983b**).

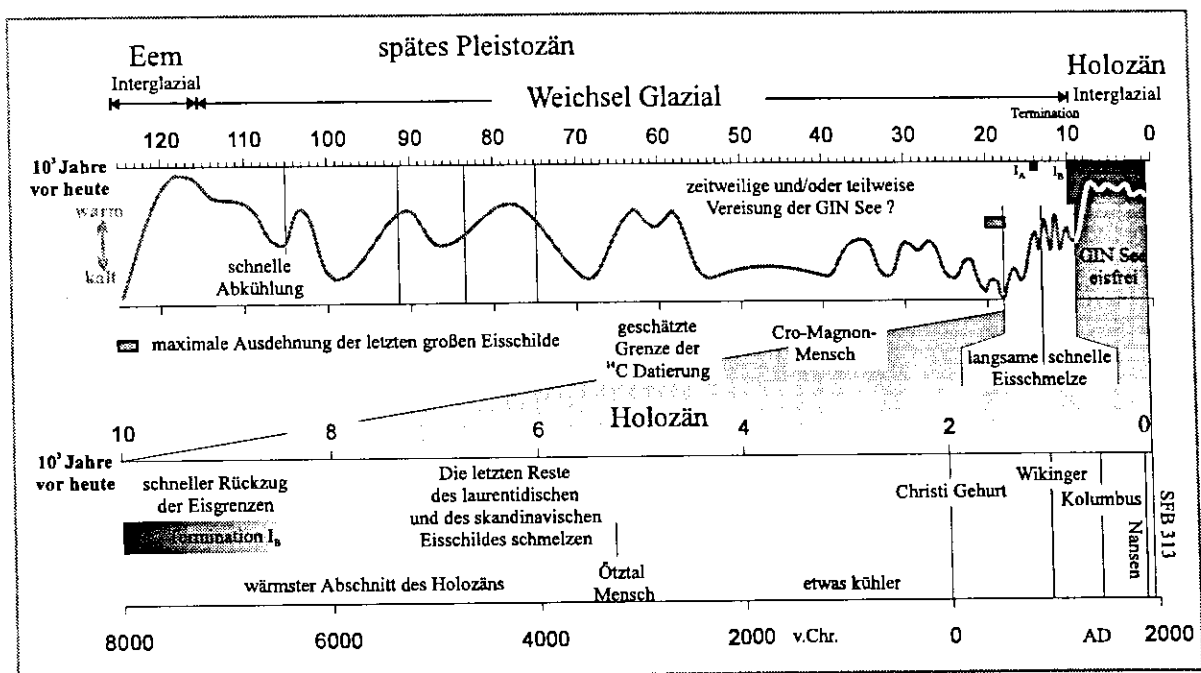
Importiert werden können feine Partikel durch Schmelzwasser von Gletschern und Süßwasser aus Flüssen oder eingefroren im Meereis. Spitzbergen, Franz Josef Land, Novaya Zemlya (Abbildung 1) und das weiter östlich liegende Severnaya Zemlya sind teilweise von Gletschern überzogen. Während der Schmelzphase im Sommer werden von diesen Gletschern erodierte und transportierte Sedimente freigegeben (**Pfirman und Solheim 1989**). Fluvialer Sedimenteintrag ist auf dem Barents Schelf von geringerer Bedeutung, da keine großen Ströme in ihn münden. Beträchtliche Mengen von Sediment werden allerdings andernorts durch die großen sibirischen Flüsse (**Schlosser et al. 1995**) und durch die Flüsse entlang der nordamerikanischen Küste auf den Schelfen abgelagert. Schlosser schätzt zum Beispiel den Eintrag von Flußsedimenten der sibirischen Flüsse Ob und Jenissei in die Kara See in einer Größe von  $30 \cdot 10^6 \text{ t a}^{-1}$  (Faktor 90 mehr als die jährliche Akkumulation vor dem Kveitehola Tal). Die Lena transportiert mit einem Frischwasserabfluß von  $500 \cdot 10^6 \text{ km}^3 \text{ a}^{-1}$  jährlich  $21 \cdot 10^6 \text{ t}$  Sediment (Faktor 60). Die Masse dieser Sedimente (83-90 %) akkumuliert allerdings in einem weiten Flußdelta, so daß der Import von Sedimenten in die Laptev See, der 'Wiege' der Transpolar Drift, in einer Größenordnung von  $2.1 - 3.5 \cdot 10^6 \text{ t a}^{-1}$  (Faktor 6-10; **Alabyan 1995**) abgeschätzt werden kann.

Der große Sedimentvorrat der arktischen Schelfe wird zum Teil gefroren im Eis mit der Transpolar Drift exportiert. **Wollenburg (1993)** schätzt einen derartigen Sedimenttransport durch die Fram Straße auf  $7 \cdot 10^6 \text{ t a}^{-1}$  (Faktor 20) ab. Ein Teil des auf den ostsibirischen Schelfen produzierten Eises, und damit auch das eingeschlossene Sediment, wird mit polarem Wasser von Norden in die Barents See importiert, wo es im Winter bis an die Polarfront verdriftet werden kann. Bei der sommerlichen Schmelze werden die eingefrorenen Partikel entlassen, deponiert und stehen dann für erneute Erosionsprozesse zur Verfügung.

Die obigen Sedimenttransporte sind jeweils um den Faktor 10-100 höher als die geschätzte Akkumulationsrate vor dem Kveitehola Tal ( $330\,000 \text{ t a}^{-1}$  siehe oben). Wenn 1-10% der jeweils transportierten Sediment nicht deponiert, sondern in Form von Turbidity Plumes exportiert werden, wird durch jeden dieser Prozesse soviel Tiefenwasser produziert, wie die geschätzte Produktion durch den Kveitehola Ausfluß.

### 4.3 'Palão' - Turbidity Plumes

Während der letzten Eiszeit und der daran anschließenden Schmelze der Eisschilde war die Sedimentverfügbarkeit größer als heute (Elverhøi und Solheim 1983a). Daher ist zu vermuten, daß während der letzten Eiszeit die Schelf Slope Konvektion für den gesamten nördlichen Nordatlantik den wesentlichen Prozeß für die Erneuerung des Tiefenwassers darstellt. Abbildung 43 zeigt die geologische Zeitskala vom letzten Interglazial (Eem) bis heute.



**Abbildung 43:** Geologische Zeitskala vom Eem Interglazial bis heute (modifiziert nach Vogt 1986).

Das Maximum des letzten Glazials - in Nordeuropa 'Weichsel-Eiszeit' genannt - , verknüpft mit einer maximalen Ausdehnung der Eisschilde, erstreckte sich über einen Zeitraum von 21000 J.v.h. bis 17000 J.v.h.. Die danach langsam beginnende Deglaziationsphase findet ihre Höhepunkte in der Termination I, die mit wenigstens zwei großen Abschmelzereignissen verknüpft ist (I A : 14900 J.v.h. - 13.600 J.v.h.; I B : 10100 J.v.h. - 8600 J.v.h.). Ob sich die Zirkulation des europäischen Nordmeeres während dieser Zeiten signifikant verändert oder nicht, ist noch Gegenstand der aktuellen Diskussion.

Nach Weinelt (1993) oder Sarnthein et al. (1995) herrschte während des letzten glazialen Maximums (LGM) ebenso wie heute ein zyklonales, antiästuaries Zirkulationssystem vor. Nach Schäfer-Neth (1996) gab es damals, ebenso wie im Rezenten, einen Einstrom atlantischen

Wassers über den Norwegenstrom. Die GIN See war vermutlich während des Sommers eisfrei und wurde mit Schmelzwasser von den angrenzenden Eisschilden gespeist. Im Winter lag dagegen eine stärkere Eisbedeckung als heute vor. Die Temperaturen während des LGM sind eher mit den heutigen Temperaturen des arktischen Ozeans als mit den Temperaturen der GIN See vergleichbar. Die Salzgehalte waren durch den atlantischen Einstrom höher als in der Arktis. Locker et al. (1995) können, anhand von Untersuchungen der Verteilung typischer atlantischer Arten von Diatomeen, Radiolarien und Coccolithophoriden in Sedimentkernen, den Einstrom atlantischen Wassers nicht bestätigen. Danach läßt sich für das europäische Nordmeer während des LGM eher ein rein arktisches Regime vermuten.

Während der Schmelzwasserevents der Deglaziation (Termination I A und B) hat sich die Zirkulation möglicherweise dramatisch verändert. Durch den Süßwassereintrag an den Küsten wurde zuerst das dem rezenten ähnliche Strömungssystem angefacht und dann, bedingt durch eine Schmelzwasserlinse nordwestlich Norwegens, umgedreht. Es herrschte ein antizyklonales, ästuarines Strömungssystem vor (Schäfer-Neth und Stattegger 1996, Sarnthein et al. 1995). Wie der Zustand letztlich war, wird sicherlich noch lange, bis sich die Auflösung der zugrundeliegenden sedimentologischen Daten verbessert hat, unklar bleiben.

Klar ist jedoch, daß in der zentralen GIN See Konvektion reduziert oder gar nicht vorkam. Im LGM war die Konvektionswahrscheinlichkeit im europäischen Nordmeer möglicherweise nur wenig höher als im rezenten arktischen Ozean (Schäfer-Neth pers. Mitt.). Während der Schmelzwasserevents wurde sie durch eine starke Aussüßung der Deckschicht verhindert. In diesen Zeiten haben mit Sediment angereicherte gravity Plumes (Turbidity Plumes) durch ihre höhere Dichte stark an Bedeutung gewonnen, da sie die stärker ausgeprägten Paläo-Haloklinen leicht durchdringen konnten und somit möglicherweise der einzige Prozeß waren, der damals die Tiefenwasser ventilieren konnte. Zusätzlich stand damals, besonders während der Deglaziation, wesentlich mehr feinkörniges Sediment zur Verfügung, um Turbidity Plumes antreiben zu können. Belegt wird dies durch die großen Akkumulationen feinkörniger Sedimente während der Termination I.

‘Paläo’-Turbidity Plumes sind ein bedeutender Mechanismus bei der Tiefenwasserbildung in früherer Klimaperioden. Besonders in Zeiten, in denen sich der Meeresspiegel hob oder senkte, haben sie, durch die erhöhte Sedimentverfügbarkeit, eine bedeutende Rolle bei der Ventilation des Ozeans gehabt und möglicherweise auch entscheidende Auswirkungen auf die Zirkulation.

## 5 Zusammenfassung

Um die Dynamik von bodengebundenen Trübeströmungen - Turbidity Plumes - zu untersuchen, wurde ein hydrostatisches 'reduced-gravity' Plume Modell (**Junglaus und Backhaus 1996**) mit einem *Eulerschen* Sediment Modell gekoppelt. Mit diesem Turbidity Plume Modell steht ein neuartiges Werkzeug zu Verfügung, mit dem die Wechselwirkungen zwischen Sediment und Strömung sowie Rückkopplungen auf die Dynamik der Plumes studiert werden können. In einer Simulation mit der realen Topographie des Kontinentalhangs nordwestlich der Bäreninsel wurde das Turbidity Plume Modell an einem Hochakkumulationsgebiet feinkörniger Sedimente validiert. Die simulierte Korngrößenverteilung steht in guter Übereinstimmung mit Felddaten (**Fohrmann et al. einger.**).

Partikelbeladenes trübes Wasser ist schwerer als partikelfreies Wasser. Selbst bei geringen Partikelkonzentrationen ist die Dichtezunahme durch die suspendierten Partikel vergleichbar mit der Dichtezunahme von kalten und salzreichen TS Plumes durch Kühlung und Freisetzung von Salzlaken bei der Eisbildung. Da die Dichtezunahme hauptsächlich durch die suspendierten Partikel verursacht wird, sind Temperatur- und Salzgehaltsänderungen nicht unbedingt nötig um 'schweres' Wasser zu erzeugen. Durch Stürme und interne Wellen können Oberflächensedimente erodiert und Turbidity Plumes ausgelöst werden. Im Gegensatz zu TS Plumes, die hauptsächlich im Winter in hohen Breiten vorkommen, können Turbidity Plumes in allen Jahreszeiten und auch in niedrigeren Breiten ausgelöst werden.

Turbidity Plumes können Schelfwassermassen direkt in die tiefen Schichten der Ozeane injizieren. Sie sinken sehr viel tiefer und schneller in die tiefen Becken als kalte und salzreiche TS Plumes. Sie können stark ausgebildete thermische oder haline Sprungschichten durchdringen, an denen ein TS Plume gezwungen wäre, sich in den intermediären Ozean einzuschichten. Durch typische TS Charakteristiken aus dem Herkunftsgebiet, die auf dem Weg in die Tiefe durch das Entrainment von intermediären Wassermassen modifiziert werden, können sie eindeutige Tiefenwassermassen produzieren.

Die antreibende Kraft der Turbidity Plumes ist allerdings durch die Verfügbarkeit an erodierbaren Oberflächensedimenten limitiert. Demnach sind Turbidity Plumes nur dort ein wiederkehrender Prozeß, wo neues partikuläres Material nachgeliefert wird. Dies geschieht

dort, wo Karbonatsande produziert werden oder wo Sedimente durch glazialen oder fluvialen Sedimenteintrag bzw. durch den Eintrag von Sedimenten aus Meereis erneuert werden. In geologischen Zeitskalen wird die Verfügbarkeit auch durch Sinken oder Steigen des mittleren Meeresspiegels erhöht. Daher waren Turbidity Plumes ein bedeutender Mechanismus bei der Tiefenwasserbildung während früherer Klimaperioden und können möglicherweise bei zukünftigen Meeresspiegelschwankungen eine wichtige Rolle spielen.

Die Dichte der Flüssigkeit eines Turbidity Plumes kann niedriger sein (oder durch das Entrainment warmen oder salzarmen Wassers niedriger werden) als die Dichte des umgebenden Wassers. Wenn dann genügend Partikel deponiert werden, wird der Plume leichter als das Umgebungswasser und muß infolgedessen aufsteigen. Partikel und Wassermassen werden dabei von unten in die höheren Wassermassen injiziert. Dadurch kann die Schichtung des Wasserkörpers destabilisiert werden, so daß Konvektion von der Oberfläche leichter in größere Tiefen durchdringen kann.

Tiefenkonvektion durch Turbidity Plumes ist ein Prozeß, der Sauerstoff und Nahrung in den 'Lebensraum' Tiefsee transportiert. Der Transport und die Deposition von organischen und anorganischen Partikeln durch Turbidity Plumes beeinflusst benthisch biologische Strukturen am Meeresboden. Saisonal wiederkehrender bodennaher Wassermassen- und Sedimenttransport spiegelt sich möglicherweise in der Zusammensetzung der benthischen Lebensgemeinschaften wider. Pelagische Lebensgemeinschaften können durch Turbidity Plumes beeinflusst werden, falls 'Konvektion von unten' bis in die oberen Wasserschichten vordringt.

Letztlich können Turbidity Plumes auch zur Verbreitung anthropogener Schadstoffe beitragen. Kontaminierte Sedimente, wie zum Beispiel in der Karasee oder durch Sellafield, können durch sie verlagert und als INL's oder durch 'Konvektion von unten' in die Wassersäule eingetragen werden. Dadurch können sie in die Nahrungskette gelangen, an deren Ende der Mensch steht.

## Danksagung

Zu allererst danke ich Giusé, die in den letzten Monaten allzu oft auf mich verzichten mußte, und meinen Eltern und Schwestern für ihre fernmündliche Unterstützung und die Care-Pakete.

Besonderer Dank gebührt Jan Backhaus, der diese Arbeit betreute. Ihm und Jan Rumohr habe ich es zu verdanken, daß die Stelle geschaffen wurde, auf der ich in den letzten drei Jahren gearbeitet habe. Beide haben diese Arbeit mit vielen guten Ideen unterstützt und vorangetrieben.

Danken möchte ich all meinen Kollegen am SFB 313, besonders Avan Antia, Frank Blaume, Bernd J. Haupt, Olaf J. Haupt, Rolf Peinert, Will Ritzrau, Jan Rumohr, Christian Schäfer-Neth, Andrea Schröder-Ritzrau, Michael Schulz, Thomas Wiedemann und der 'BI-Truppe' für ihre Hilfe und fruchtbaren Gespräche, nicht nur über diese Arbeit. Gleiches gilt für die Kollegen am IfM-Hamburg. Großer Dank gebührt Maike Haupt, die doch noch ein paar falsch gesetzte ,s gefunden hat, und Michael Schulz, für seine 'pedantische' Durchsicht der Arbeit. Helmut Beese und Erik Steen danke ich für die technische Unterstützung an Land und auf dem Wasser. Bettina Kaste-Fehlau und Gudrun Thiel danke ich dafür, daß sie den ganzen 'Verwaltungskram' so hervorragend geregelt haben. Der Mannschaft im Rechenzentrum der Universität Kiel danke ich für die gute und schnelle Zusammenarbeit. Ausdrücklicher Dank gebührt Maren Hein und Christine Voigt, die die Korngrößenuntersuchungen im Labor durchgeführt haben und mich vor allem in der letzten Phase dieser Arbeit als - hoffentlich nicht allzu - unangenehmen (Zimmer-)Kollegen ertragen mußten.

Danken möchte ich auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die diese Arbeit finanziell ermöglicht hat.



**Literaturliste:**

- Aagaard, K. (1989). "A synthesis of the Arctic Ocean circulation." *Rapp. P.-v. Reun. Cons. int. Explor. Mer.*, **188**: 11-22.
- Aagaard, K. & E. C. Carmack (1994). "The Arctic Ocean and Climate: A Perspective." *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment, Geophysical Monograph* **85**: 5-20.
- Aagaard, K., J. H. Swift & E. C. Carmack (1985). "Thermohaline circulation in the arctic mediterranean seas." *Journal of Geophysical Research*, **90** (C3): 4833-4846.
- Adams, C. E. (1981). "Some Effects of Suspended Sediment Stratification on an Oceanic Bottom Boundary Layer." *Journal of Geophysical Research*, **86** (C5): 4161-4172.
- Alabyan, A. M., R. S. Chalov, V. N. Korotev, A. Y. Sidorchuk & A. A. Zaitsev (1995). "Natural and technogenic water and sediment supply to the Laptev Sea." in *Russian German Cooperation: Laptev Sea System*, Berichte Polarforschung, H. Kassens, D. Piepenburg, J. Thiede, L. Timokhov, H.-W. Hubberten and S. M. Primaikov (ed.), pp. 265-271.
- Allen, J. R. L. (1994). "Fundamental properties of fluids and their relation to sediment transport processes." in *Sediment transport and depositional processes*, Blackwell Sci. Publ., S.J.Pye (ed.), pp. 25-60.
- ARCTIC-PILOT (1990). "Den Norske los - Arctic Pilot - Farvannsbeskrivelse Sailing Directions Travellers' Guide - Svalbard and Jan Mayen", 7.
- Backhaus, J. O. (1976). "Zur Hydrodynamik im Flachwassergebiet. Ein numerisches Modell." *Dt. hydrogr. Z.*, **29**: 222-238.
- Backhaus, J. O. (1995). "Prozeßstudien zur Ozeanischen Konvektion." *Habilitationsabhandlung eing. beim Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg*: 111.
- Backhaus, J. O., H. Fohrmann, I. H. Harms, J. H. Jungclaus & A. Rubino (1994). "Convective Water Mass and Ice Formation in Arctic Shelf Seas - numerical Process Studies -", *Paper presented at the ACSYS Conference, World Climate Research Programme, Gothenburg, Sweden, Nov. 1994*.
- Backhaus, J. O., H. Fohrmann, J. Kämpf & A. Rubino. "Formation and export of watermasses produced in Arctic shelf polynyas - process studies on oceanic convection -." *accepted in ICES Journal of Marine Sciences, to appear 1997*.
- Blaume, F. (1992). "Hochakkumulationsgebiet am norwegischen Kontinentalhang: Sedimentologische Abbilder Topographie-geführter Strömungsmuster." *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313 der Universität Kiel*, **36**: 170.
- Blindheim, J. (1989). "Cascading of Barents Sea bottom water into the Norwegian Sea." *Rapp. P.-v. Reun. Cons. int. Explor. Mer.*, **188**: 49-58.
- Bonnecaze, R. T., M. A. Hallworth, H. E. Huppert & J. R. Lister (1995). "Axisymmetric particle-driven gravity currents." *Journal Fluid Mechanics*, **294**: 93-121.
- Bonnecaze, R. T., H. E. Huppert & J. R. Lister (1993). "Particle-driven gravity currents." *Journal Fluid Mechanics*, **250**: 339-369.
- Bouma, A. H. (1962). "Methods for the study of sedimentary structure research", John Wiley, New York, pp.458.
- Brauns, R. & K. F. Chudoba (1964). "Spezielle Mineralogie". *Sammlung Göschen*, W. d. G. & Co., Berlin, 31/31a, pp.193.
- Broecker, W. S. (1991). "The great ocean conveyor." *Oceanography*, **4**: 79-89.

- Carey, S. N., H. Sigurdsson & R. S. J. Sparks (1988). "Experimental studies of particle-laden plumes." *Journal of Geophysical Research*, **93** (B12): 15,314-15,328.
- Coachman, L. K. & K. Aagaard (1974). "Physical oceanography of Arctic and Subarctic Sea." in *Marine Geology and Oceanography of the Arctic Seas*. New York, Springer, Y. Herman (ed.).
- Dade, W. B. & H. E. Huppert (1995). "A box model for non-entraining, suspension-driven gravity surges on horizontal surfaces." *Sedimentology*, **42**: 453-471.
- Dickson, R. R. (1972). "Variability and continuity within the Atlantic current of the Norwegian Sea." *Rapp. et Proc.-Verb. Cons. Explor. de la Mer*, **162**: 167-183.
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss & G. Siedler (1975). "Allgemeine Meereskunde - Eine Einführung in die Ozeanographie", Berlin Stuttgart, Gebrüder Borntraeger, pp.593.
- Edmonds, J., C. Measures, R. McDuff, L. Chan, R. Collier, B. Grant, L. Gordon & J. Corliss (1979). "Ridge crest hydrothermal activity and the balances of the major and minor elements in the ocean: the Galapagos data." *Earth Planet. Sci. Lett.*, **46**: 1-18.
- Einsele, G. (1992). "Sedimentary Basins: Evolution, facies and sediment budgets", Berlin Heidelberg, Springer, pp.628
- Eisma, D. (1986). "Flocculation and de-flocculation of suspended matter in estuaries." *Netherlands Journal of Sea Research*, **20**: 183-199.
- Elverhoi, A. & A. Solheim (1983a). "The Barents Sea ice-sheet - A sedimentological discussion." *Polar Research*, **1**: 23-42.
- Elverhoi, A. & A. Solheim (1983b). "The Physical Environment Western Barents Sea, 1:1,500,000 Sheet A: Surface Sediment Distribution." *Norsk Polarinstitutt Skrifter*, **179**: 3-14.
- Fahrbach, E. & J. Meincke (1982). "high-frequency velocity fluctuations on a steep continental slope." *Rapp. P.-v. reün. Cons. int. Explor. Mer*, **180**: 76-77.
- Fohrmann, H. (1993). "Modelluntersuchung von gravity plumes auf einem topographisch gegliederten Kontinentalabhang", *Diplomarbeit im Fach Ozeanographie an der Universität Hamburg*, pp.83.
- Fohrmann, H. (1995). "The Influence of Sediment on bottom arrested Gravity Plumes - Numerical Case Studies." *Symposium 'Nordic Seas' on the results from Greenland Sea Project (GSP), Hamburg, March 1995*, 65-68.
- Fohrmann, H. (1996). "The influence of sediment on bottom arrested gravity plumes - numerical case studies." Abstract at EGS 1996, published in *Journal Annales Geophysicae*, **14**.
- Fohrmann, H., J. O. Backhaus, F. Blaume & J. Rumohr (subm.). "Sediments in bottom arrested gravity plumes - numerical case studies." *submitted to Journal of Physical Oceanography*.
- Garcia, M. & G. Parker (1993). "Experiments on the entrainment of sediment into suspension by a dense bottom current." *J. Geophys. Res. Part C Oceans*, **98** (C3): 4793-4807.
- Garfield, N., T. A. Rago, K. J. Schnebele & C. A. Collins (1994). "Evidence of a turbidity current in Monterey Submarine Canyon associated with the 1989 Loma Prieta earthquake." *Continental Shelf Research*, **14** (6): 673-686.
- Gascard, J.-C. (1991). "Open Ocean Convection and Deep Water Formation Revisited in the Mediterranean, Labrador, Greenland and Weddell Seas". *Deep Convection and Deep Water Formation in the Oceans*, pp.157-181.
- Gibbs, R. J. & L. Konwar (1986). "Coagulation and settling of Amazon River suspended sediment." *Continental Shelf Research*, **6** (1/2): 127-149.

- Gill, A. E. (1982). **"Atmosphere-Ocean Dynamics"**. *International Geophysics Series*, W. L. Donn, Academic Press, London, Vol. 30, pp. 660.
- Gjevik, B., et al. (1989). **"Model simulations of the M2 and the K1 tide in the Nordic Seas and the Arctic Ocean."** *Tellus*, **41A**: 73-96.
- Harms, I. (1994). **"Numerische Modellstudie zur winterlichen Wassermassentransformation in der Barents See."** *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, **7**: 97.
- Haupt, B. J. (1995). **"Numerische Modellierung der Sedimentation im nördlichen Nordatlantik."** *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313*, **54**: 129.
- Heezen, H. W. & M. Ewing (1952). **"Turbidity currents and submarine slumps and the Grand Banks earthquake."** *Amer.J.Sci.*, **250**: 849-873.
- Heinze, C., P. Schlosser, K. P. Koltermann & J. Meincke (1990). **"A tracer study of the deep water renewal in the European polar seas."** *Deep Sea Research, Part A*, **37**: 1425-1453.
- Hermann, F., D. Issler & S. Keller (1994). **"Towards a Numerical Model of Powder Snow Avalanches."** *Computational Fluid Dynamics*.
- Honjo, S., S. J. Manganini & G. Wefer (1988). **"Annual particle flux and a winter outburst of sedimentation in the northern Norwegian Sea."** *Deep-Sea Research*, **35** (8): 1223-1234.
- Hopkins, T. S. (1988). **"The GIN Sea - Review of physical oceanography and literature from 1972"**, Saclant Report (No. SR-124), Saclant Undersea Research Centre.
- Hsü, K. J. (1989). **"Physical Principles of Sedimentology"**, Berlin Heidelberg New York, Springer Verlag, pp. 232.
- Huthnance, J. M. (1995). **"Circulation, exchange and water masses at the ocean margin: the role of physical processes at the shelf edge."** *Prog. Oceanog.*, **35**: 353-431.
- Jiang, L. & P. H. LeBlond (1994). **"Three-Dimensional Modeling of Tsunami Generation Due to a Submarine Mudslide."** *Journal of Physical Oceanography*, **24**: 559-572.
- Johannessen, O. M. (1986). **"Brief overview of the physical oceanography."** in *The Nordic Seas*. New York, Springer Verlag, B. G. Hurdle (ed.), pp. 103-127.
- Johnson, L. R. (1983). **"The transport mechanisms of clay and fine silt in the North Irish Sea."** *Marine Geology*, **52**: M33-M41.
- Jones, E. P., B. Rudels & L. G. Anderson (1995). **"Deep waters of the Arctic Ocean: origins and circulation."** *Deep-Sea Research I*, **42** (5): 737-760.
- Jumars, P. A., J. W. Deming, P. S. Hill, L. Karp-Boss & P. L. Yager (1993). **"Physical Constraints on Marine Osmotrophy in an Optimal Foraging Context."** *Marine Microbial Food Webs*, **7** (2): 121-159.
- Jungclaus, J. (1994). **"Ein numerisches Modell zur Simulation dichter Bodenströmungen im Ozean mit Anwendung auf den 'Overflow' durch die Dänemarkstraße"**, Dissertation, *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, Nr.10, pp. 122.
- Jungclaus, J. H. & J. O. Backhaus (1994). **"Application of a transient reduced gravity plume model to the Denmark Strait Overflow."** *Journal of Geophysical Research*, **99** (C6): 12,375-12,396.
- Jungclaus, J. H., J. O. Backhaus & H. Fohrmann (1995). **"Outflow of dense water from the Storfjord in Svalbard: A numerical model study."** *J. Geophys. Res.*, **100** (C12): 24719-24728.
- Kasov, D. D. & A. I. Blazhchishin (1978). **"The key to sources of the Pliocene and Pleistocene glaciation is at the bottom of the Barents Sea."** *Nature*, **273**: 138-140.

- Kerr, R. C. (1991). "Erosion of a stable density gradient by sedimentation-driven convection." *Nature*, **353**: 423-425.
- Killworth, P. D. (1983). "Deep convection in the world ocean." *Rev. Geophys. Space Physics*, **21**: 1-26.
- Kowalik, Z. & A. Y. Proshutinsky (1994). "The Arctic Ocean Tides." *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment, Geophysical Monograph 85*: 137-158.
- Lambeck, K. (1995). "Constraints on the Late Weichselian ice sheet over the Barents Sea from Observations of raised shorelines." *Quaternary Science Review*, **14**: 1-16.
- Laval, A., M. Cremer, P. Beghin & C. Ravenne (1988). "Density surges: Two-dimensional experiments." *Sedimentology*, **35** (1): 73-84.
- LeBlond, P. H. & L. A. Mysak (1989). "Waves in the Ocean". Elsevier Oceanography, New York, pp.602.
- Legutke, S. (1989). "Modell-Untersuchungen zur Variabilität im Strömungssystem des Europäischen Nordmeeres", Dissertation, *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, Nr. 4, pp. 209.
- Locker, S., F. Blaume, H. Erlenkeuser & J. Rumohr (subm.). "Plankton and Tephra events on the continental margin off Mid Norway during Termination I and Holocene." *submitted to Palaeoceanography*.
- Loeng, H. (1991). "Features of the physical oceanographic conditions of the Barents Sea, E. Hopkins, C.C.E. & Oritsland, N.A. (eds.): Proceedings of the Pro Mare Symposium on Polar Marine Ecology, Trondheim, 12-16 May 1990." *Polar Research*, **10** (1): 5-18.
- Maus, S. (1995). "Bottom water production in Storfjorden." *Ices Statutory Meeting*: 14.
- McCave, I. N. (1984). "Size spectra and aggregation of suspended particles in the deep ocean." *Deep Sea Research*, **31**: 329-352.
- McCave, I. N. (1986). "Local and global aspects of fine-grained marine sediments." in *Fine grained sediments: Deep-water Processes and Products*, Geol. Soc. London Spec., D. A. V. Stow and D. J. W. Piper (ed.).
- Meincke, J. & B. Rudels (1995). "The Arctic Ocean Nordic Seas Thermo-Haline System." *ICES C.M.*, pp. 16.
- Meincke, J. & B. Rudels (1995). "Greenland Sea Deep Water: A balance between convection and advection." *Symposium 'Nordic Seas' on the results from Greenland Sea Project (GSP), Hamburg, March 1995*: 143-147.
- Menhard, H. W. (1964). "Marine Geology of the Pacific", McGraw-Hill.
- Michels, K. (1995). "Strömungsmuster quartärer Sedimente des Europäischen Nordmeeres: Analys von Sinkgeschwindigkeits-Verteilungen", Dissertation, *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313 der Universität Kiel*, Nr. 55, pp. 127.
- Middtun, L. (1985). "Formation of dense bottom water in the Barents Sea." *Deep Sea Research*, **32** (10): 1233-1241.
- Munk, W. (1981). "Internal Waves and Small-Scale Processes." in *Evolution of Physical Oceanography*. Massachusetts, MIT Press, B. A. Warren and C. Wunsch (ed.), pp. 264-291.
- Norsk-Polarinstitutt (1989). "Western Barents Sea Bathymetry." *Part of Norsk Polarinstitutt Skrifter*, **179** (E): compiled by Y. Kristofferson, M. Sand, B. Beskow and Y. Ohta, 1988.

- Nürnberg, D. (1996). "Mg/Ca-Verhältnisse in planktischen Foraminiferen - Prozesse bei der Biomineralisation und Anwendung als Paleotemperatur-Proxy." *Seimnar vortrag am Sonderforschungsbereich 313*.
- Ohta, Y. (1982). "Morpho-tectonic Studies around Svalbard and the northernmost Atlantic." in *Embry and Balkwill*, pp. 415-429.
- Paetsch, H. (1991). "Sedimentation im Europäischen Nordmeer: Radioisotopische, geochemische und tonmineralogische Untersuchungen spätquartärer Ablagerungen", Diss., *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313, University Kiel*, Nr. 29, pp. 83.
- Pantin, H. M. (1991). "A model for ignitive autosuspension in brakish underflows". *Euromech 262 - Sand Transport in Rivers, Estuaries and the Sea*, S. & Bettess, Rotterdam, Balkema, pp. 283-291.
- Parker, G., Y. Fukushima & H. M. Pantin (1986). "Self-accelerating turbidity currents." *Journal Fluid Mechanics*, 171: 145-181.
- Parker, W. R. (1984). "On the observation of cohesive sediment behaviour for engineering purposes." A. J. Mehta (ed.), *Workshop on Cohesive Sediment Dynamics with Special Reference to Physical Processes in Estuaries*, Tampa, Florida, 1984, Springer-Verlag, 14: 270-289.
- Parsons, A. R., R. H. Bourke, R. D. Muench, C.-S. Chiu, J. F. Lynch, J. H. Miller, A. J. Plueddemann & R. Pawlowicz (1996). "The barents Sea Polarfront in summer." *Journal of Geophysical Research*, 101 (C6): 14,201-14,221.
- Peeken, I. (in prep.). "Modifikation von Markerpigmenten im pelagischen Nahrungsnetz des Europäischen Nordmeeres und ihre Abbildung im vertikalen Partikelfluß", Diss., *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313*.
- Peinert, R. (1996). "Sonderforschungsbereich 313, Kiel, Germany, pers.com." (pers. Mitt.).
- Pfirman, S. L. (1985). "Modern sedimentation in the northern Barents Sea: Input, dispersal and deposition of suspended sediments from glacial meltwater", Diss., *Mass.Inst.Tech./Woods Hole Oceangr. Inst., Tech Rep. WHOI-85-4*, pp. 382.
- Pfirman, S. L. & A. Solheim (1989). "Subglacial meltwater discharge in the open-marine tidewater glacier environment: Observations from Nordaustlandet, Svalbard archipelago." *Mar. Geol.*, 86 (4): 265-281.
- Pond, S. & G. L. Pickard (1983). "Introductory Dynamical Oceanography", Pergamon Press, New York, pp. 328.
- Prandtl, L., K. Oswatitsch & K. Wiegardt (1990). "Führer durch die Strömungslehre", Braunschweig, Vieweg, pp. 648.
- Quadfasel, D., H. Kudrass & A. Frische (1990). "Deep-water renewal by turbidity currents in the Sulu Sea." *Nature*, 348: 320-322.
- Quadfasel, D., B. Rudels & K. Kurz (1988). "Outflow of dense water from a Svalbard fjord into the Fram Strait." *Deep Sea Research*, 35 (7): 1143-1150.
- Quadfasel, D., B. Rudels & S. Selchow (1992). "The Central Bank vortex in the Barents Sea: watermass transformation and circulation." *ICES mar. Sci. Symp.*, 195: 40-51.
- Rimoldi, B., J. Alexander & S. Morris (1996). "Experimental turbidity currents entering density-stratified water: analogues for turbidites in Mediterranean hypersaline basins." *Sedimentology*, 43: 527-540.
- Ritzrau, W. (1996). "Microbial activity in the benthic boundary layer: small scale distribution and its relationship to the hydrdynamic regime." *Journal of Sea Research*, in press.
- Ritzrau, W. (1996). "Sonderforschungsbereich 313, Kiel, Germany, pers.com." (pers. Mitt.)

- Ritzrau, W. & H. Fohrmann (1996). "Numerical Simulation of near bed Particle Distribution." Abstract at EGS 1996 published in *Journal Annales Geophysicae*, 14: C418.
- Ritzrau, W. & G. Graf (1992). "Increase of microbial biomass in the benthic turbidity zone of Kiel Bight after resuspension by a storm event." *Limnol. Oceanogr.*, 37 (5): 1081-1086.
- Rubino, A. (1996). "Institut für Meereskunde, Hamburg, Germany, pers.com." (pers. Mitt.).
- Rubino, A. (1994). "Anregung und Ausbreitung von Tsunami-Wellen, die durch untermeerische Erdbeben verursacht werden", Dissertation, *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, Nr. 9, pp. 97.
- Rudels, B. (1987). "On the mass balance of the polar Ocean, with special emphasis on the Fram Strait." *Norsk Polarinstiutt Skrifter*, 188: pp. 53.
- Rudels, B. & D. Quadfasel (1991). "Convection and deep water formation in the Arctic Ocean-Greenland Sea System." *Journal of Marine Systems*, 2: 435-450.
- Rumohr, J. (1993). "Tätigkeitsbericht des Sonderforschungsbereichs 313 1991-93." p. 49-100.
- Rumohr, J. (1996). "Bericht über die 181 Fahrt des Forschungsschiffes Poseidon ins nördliche europäische Nordmeer." *Berichte des Sonderforschungsbereichs 313*, 63: 64-90.
- Rumohr, J. (1996). "Tätigkeitsbericht des Sonderforschungsbereichs 313 1994-96." p. 25-39.
- Rumohr, J. & F. Blaume (1996). "A high accumulation area on the Continental Slope off Midnorway and sediment transport from the outer shelf by cascading of dense winter water." *Deep Sea Research*, submitted.
- Sakshaug, E. (1995). "Weather and climate: effects on life in the sea." *Det Kgl. Norske Videnskabers Selskabs Forhandlinger*, pp. 103-123.
- Sarnthein, M., E. Jansen, M. Weinelt, M. Arnold, J.-C. Duplessy, H. Erlenkeuser, A. Flatoy, G. Johanessen, T. Johanessen, S. Jung, N. Koc, L. Labeyrie, M. Maslin, U. Pflaumann & H. Schulz (1995). "Variations in Atlantic Surface Ocean Paleoceanography, 50°-85°N: A Time-Slice Record of the Last 55 000 Years." *Paleoceanography*, 10: 1063-1094.
- Schacht, A. (1994). "Boden geführte Dichteströmungen im zweigeschichteten Ozean - numerische Fallstudien -", *Diplomarbeit im Fach Ozeanographie an der Universität Hamburg*, pp. 97.
- Schäfer-Neth, C. (1994). "Modellierung der Paläoozeanographie des nördlichen Nordatlantiks zur letzten Maximalvereisung." *Berichte des Sonderforschungsbereich 313*, 51: 105.
- Schäfer-Neth, C. (pers. Mitt.). "Sonderforschungsbereich 313, Kiel, Germany, pers.com."
- Schäfer-Neth, C. (subm.). "Evidence for changes in the seawater salinity-oxygen isotope relation during geological history: Data and modelling control." *Paleoclimates*, July 1996, submitted.
- Schäfer-Neth, C. & K. Stattegger (subm.). "Meltwater pulses in the Northern North Atlantic: Retrodution and forecast by numerical modelling." *Geologische Rundschau*, July 1996, submitted.
- Schauer, U. (1995). "The release of brine-enriched shelf water from Storfjord into the Norwegian Sea." *Journal of Geophysical Research*, 100 (C8): 16,015-16,028.
- Schlosser, P., J. H. Swift, D. Lewis & S. Pfirman (1995). "The role of the large-scale Arctic Ocean circulation in the transport of contaminants." *Deep Sea Research II*, 42 (6): 1341-1367.
- Schwiderski, E. W. (1986). "Tides." in *The Nordic Seas*, Springer, New York, B. Hurdle (ed.), pp. 191-210.

- Selchow, S. (1991). **"Zirkulation und Wassermassentransformation auf dem Barents Schelf"**, *Diplomarbeit im Fach Ozeanographie an der Universität Hamburg*.
- Sheng, P. Y. & C. Villaret (1989). **"Modeling the Effect of Suspended Sediment Stratification on Bottom Exchange Processes."** *Journal of Geophysical Research*, **94** (C10): 14,429-14,444.
- Smethie, W. M., H. G. Ostlund & H. H. Loosli (1986). **"Ventilation of the deep Greenland and Norwegian Seas: Evidence from Krypton-85, tritium, carbon-14 and argon-39."** *Deep Sea Research, Part A*, **33**: 675-703.
- Sparks, R. S. J., R. T. Bonnecaze, H. E. Huppert, J. R. Lister, M. A. Hallworth, H. Mader & J. Phillips (1993). **"Sediment-laden gravity currents with reversing buoyancy."** *Earth and Planetary Science Letters*, **114**: 243-257.
- Sparks, R. S. J., S. N. Carey & H. Sigurdsson (1991). **"Sedimentation from gravity currents generated by turbidity plumes."** *Sedimentology*, **38**: 839-856.
- Stow, D. A. & G. Shanmugam (1980). **"Sequences of structures in fine-grained turbidities: comparison of recent deep-sea and ancient flysch sediments."** *Sediment. Geol.*, **25**: 23-47.
- Stow, D. A. V. (1994). **"Deep sea processes of sediment transport and deposition"**. *Sediment transport and Depositional Processes*, K. Pye, Blackwell Sci. Publ., pp. 257-291.
- Stow, D. A. V. & A. J. Bowen (1980). **"A physical model for the transport and sorting of fine-grained sediment by turbidity currents."** *Sedimentology*, **27**: 31-46.
- Tantsiura, A. I. (1959). **"About the Current in the Barents Sea."** *Trudy Polyar. Nauchno-Issled. Inst. Morsk. Ryb. Khoz. Okeanogr.*, **11**: 35-53.
- Thomsen, C., F. Blaume, H. Fohrmann, J. Maaßen, I. Peeken, L. Thomsen & U. Zeller (in prep.). **"Particle transport processes at the Barents Sea continental margin - an interdisciplinary approach."**
- Thomsen, L. (1993). **"Untersuchungen zur Bodennepheloidschicht am westlichen Barents See Kontinentalhang"**, Diss., *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313 der Universität Kiel*, Nr. 39, pp. 93.
- Thorpe, S. A. & M. White (1988). **"A deep intermediate nepheloid layer."** *Deep-Sea Research*, **35** (9): 1665-1671.
- Turner, J. S. (1973). **"Buoyancy effects in fluids."** *Cambridge University Press*: pp. 367.
- UNESCO (1981). **"Tenth report of the joint panel on oceanographic tables and standards."** *UNESCO Tech. Pap. Mar. Sci.*, **36**.
- Unsöld, G. (1984). **"Der Transportbeginn feinstkörnigen rolligen Sohlmaterials in gleichförmigen turbulenten Strömungen: Eine experimentelle Überprüfung und Erweiterung der SHIELDS-Funktion."** *Reports Sonderforschungsbereich 95 at the University Kiel*, **70**: 141.
- v. Bodungen, B., A. Antia, E. Bauerfeind, O. Haupt, W. Koeve, I. Peeken, R. Peinert, S. Reitmeier, C. Thomsen, M. Voss, M. Wunsch, U. Zeller & B. Zeitschel (1995). **"Pelagic processes and vertical fluxes of particles: An overview over a long-term comparative study in the Norwegian Sea and Greenland Sea."** *Geologische Rundschau*, **84**: 11-27.
- Vogelsang, E. (1990). **"Paläo-Ozeanographie des Europäischen Nordmeeres an Hand stabiler Kohlenstoff- und Sauerstoffisotope"**, *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313 der Universität Kiel*, Nr. 23.
- Vogt, P. R. (1986). **"Seafloor Topography, Sediments, and Paleoenvironments."** in *The Nordic Seas*, Springer, New York, B. Hurdle (ed.), pp. 237-412.

- Vorren, T. O., J. S. Laberg, F. Blaume, J. Mienert, J. Rumohr & F. Werner (1996). "The Norwegian-Greenland Sea continental margins: morphology and late Quaternary sedimentary processes and environments." in *"The Ponam Book", Part III, Sedimentary Processes and Products, Kap. 9. (in press.)*.
- Vorren, T. O., E. Lebesbye, K. Andreassen & K. Larsen (1989). "Glacigenic sediments on a passive continental margin as exemplified by the Barents Sea." *Marine Geology*, **85**: 251-272.
- Wagner, T. (1993). "Organisches Material in pelagischen Sedimenten: Glaziale/Interglaziale Variationen im Europäischen Nordmeer." *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313 der Universität Kiel*, **42**: 138.
- Weinelt, M. (1993). "Veränderungen der Oberflächenzirkulation im Europäischen Nordmeer während der letzten 60.000 Jahre - Hinweise aus stabilen Isotopen." *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313 der Universität Kiel*, **41**: 106.
- Wollenburg (1993). "Sediment transport by Arctic Sea Ice: The recent load of lithogenic and biogenic material." *Rep. on Polar Research AWI*, **127**: 159.
- Zanke, U. (1982). "Grundlagen der Sedimentbewegung", Berlin, Heidelberg, New York, Springer-Verlag, pp.402.
- Zeller, U. (1996). "Saisonale Entwicklung des Mesozooplanktons und die Auswirkung auf den vertikalen Partikelfluß am Kontinentalhang der Barents See." *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313*, **64**: 106.

---

Hermann Fohrmann

Sonderforschungsbereich 313 - Universität Kiel

Heinrich-Hecht-Platz 10

24118 Kiel, Germany.

( Email: [hermann@sfb313.uni-kiel.de](mailto:hermann@sfb313.uni-kiel.de),

WWW: <http://www.rz.uni-kiel.de:8080/SFB313-A2/tpa2/hermann.html> )